



Cláudia Alexandra Rocha Ferreira

Licenciada em Ciências de Engenharia Civil

Simulação de Escoamentos Fluviais com Estruturas Verticais nas Margens do Leito Principal

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Civil – Perfil de Estruturas

Orientador: Professor Doutor João Gouveia Aparício Bento Leal,
Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências e
Tecnologias, da Universidade Nova de Lisboa

Júri:

Presidente:	Prof. Doutor Carlos Manuel Chastre Rodrigues
Arguente:	Prof. Doutor Mário Jorge Rodrigues Pereira da Franca
Vogal:	Prof. Doutor João Gouveia Aparício Bento Leal



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Dezembro de 2012

Simulação de Escoamentos Fluviais com Estruturas Verticais nas Margens do Leito Principal

“Copyright” Cláudia Alexandra Rocha Ferreira, FCT/UNL e UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologias e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Agradecimentos

A realização da presente dissertação representa o culminar de uma importante etapa no meu percurso de vida. A sua elaboração teve o contributo, direto ou indireto, de diversas pessoas. Dessa forma, queria aqui expressar toda a minha gratidão e apreço a essas pessoas.

Para começar, gostaria de agradecer ao meu orientador, o Professor João Leal, por me ter dado a oportunidade de realizar este trabalho e pela confiança que sempre demonstrou desde o primeiro momento, foi sem dúvida uma experiência enriquecedora e gratificante. Agradeço-lhe por todo o apoio, disponibilidade e motivação que foram constantes ao longo de todo o trabalho.

Gostaria de agradecer à Engenheira Marina Filonovich. A sua ajuda foi essencial para que compreendesse o funcionamento do programa. Agradeço-lhe por todos os conselhos e incentivo nos momentos de maior desorientação, mas principalmente pela enorme disponibilidade e boa vontade que sempre teve em ajudar-me. Deixo, também, uma palavra de agradecimento ao Engenheiro Moisés Brito pela sua disponibilidade e preciosa ajuda com as rotinas de *MatLab*. E ao Engenheiro Ricardo Azevedo por ter facultado os dados do estudo experimental que foram utilizados no presente trabalho.

Agradeço o apoio financeiro do projeto de investigação com a referência PTDC/ECM/099752/2008, financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia.

É habitual dizer-se que a nossa segunda casa é a escola, então a nossa segunda família são os nossos colegas e amigos que se ganham ao longo dos anos de curso. Por isso não podia deixar de agradecer todo o apoio, amizade e solidariedade que estes demonstraram. Sem dúvida, fundamentais para a conclusão do curso. Quero deixar um agradecimento especial às minhas amigas, por todos os momentos que partilhamos ao longo destes anos. Em especial à Andreia pela motivação e encorajamento nos períodos de maior desmotivação e à Helena pela sua sinceridade, disponibilidade em ouvir-me e, claro, pela sua ajuda ao longo da realização da dissertação.

Quero agradecer à minha amiga Alexandra pela amizade demonstrada e pelos divertidos momentos de desconcentração que tivemos, mas principalmente pela sua ajuda em algumas fases do trabalho.

E por fim encontram-se as pessoas mais importantes da minha vida, a minha família. O obrigado muito, mas muito especial aos meus pais, pelo amor e apoio incomparáveis, mesmo com algumas dificuldades sempre me possibilitaram as melhores condições para a minha educação e aprendizagem e por me terem sempre confiado e apoiado as minhas decisões. À minha irmã, obrigada por estar sempre presente, pela compreensão, estímulo e encorajamento inestimáveis

desde do primeiro instante, pela enorme paciência com que sempre me ouviu e ajudou, mas acima de tudo, pela sua atitude de protetora de mana mais velha que está sempre presente quando o caminho parece demasiado escuro e assustador. E à minha avó, por sempre ter cuidado de mim.

Resumo

Durante as situações de cheias, a capacidade de descarga do leito principal é insuficiente para fazer face ao aumento do caudal dos rios, provocando o transbordo do escoamento do leito principal para os terrenos adjacentes (leitos de cheia). Nestas situações o canal assume a configuração de uma secção composta.

Nos escoamentos em secção composta existe uma forte interação entre o escoamento de maior velocidade do leito principal e o escoamento de menor velocidade do leito de cheia. A diferença de velocidades do escoamento origina uma complexa estrutura turbulenta tridimensional composta por vórtices de eixo vertical, na interface entre os dois leitos, e por correntes secundárias. Estas estruturas turbulentas são responsáveis pelas trocas de quantidade de movimento e de massa entre os dois leitos.

Uma característica bastante comum nas margens dos rios é a presença de vegetação. A vegetação é fundamental para a estabilização e restabelecimento ecológico das margens ribeirinhas, no entanto, a sua presença aumenta a complexidade dos processos hidrodinâmicos, alterando por completo a estrutura turbulenta tridimensional do escoamento.

A presente dissertação tem como objetivo contribuir para o estudo e melhor compreensão da complexa estrutura turbulenta tridimensional do escoamento gerada pela existência de vegetação nas margens do leito principal. Para tal, foram simulados numericamente escoamentos fluviais em canais de secção composta com estruturas verticais (cilindros) nas margens do leito principal. As simulações foram realizadas através da implementação de técnicas numéricas para a análise de escoamentos turbulentos, tridimensionais e incompressíveis, com o programa comercial ANSYS-CFX. Foram utilizados dois modelos de fecho da turbulência, um isotrópico ($k - \varepsilon$) e outro anisotrópico (EARSIM). Posteriormente, os resultados numéricos foram comparados com os dados obtidos num estudo experimental efetuado no Laboratório de Hidráulica da Universidade da Beira Interior.

Os resultados numéricos obtidos mostram uma boa concordância com os resultados experimentais, verificando-se, também, a existência de uma melhoria dos resultados através do uso do modelo anisotrópico (EARSIM) em comparação com o modelo isotrópico. A reprodução das células de escoamento secundário influenciam significativamente os resultados da distribuição da velocidade longitudinal.

Palavras-chave: ANSYS-CFX; $k - \varepsilon$; EARSIM; Canais de secção composta; Estruturas verticais no leito de cheia.

Abstract

During floods, the discharge capacity of the main channel is scarce considering the river flow increase, causing bank overflow and inundation of the floodplains. In this case, the channel presents a compound section configuration.

In compound open-channels there is a strong interaction between the faster flow in the main channel and the slower flow in the floodplains. The difference in flow velocities generates a complex turbulent three-dimensional field composed by interface vortices and secondary flows. These turbulent structures are responsible for the lateral momentum and mass transfer between the main channel flow and the floodplains.

A common characteristic of river banks is the presence of riparian vegetation. The riparian vegetation is essential to the ecological stability and restoration of river banks, although its presence increases the flow hydrodynamic complexity, altering the complex turbulent three-dimensional field.

The present research aims at contributing to a better knowledge of the complex three-dimensional field generated by the riparian vegetation at the floodplains edge. For this purpose, numerical simulations of the compound section flows with vertical structures (cylinders) near the floodplains edge were performed. These simulations were carried out by implementation of numerical techniques for analysis of three-dimensional and incompressible turbulent flows using ANSYS-CFX. Two turbulence closure models were used; one isotropic ($k - \epsilon$) and another one anisotropic (EARSM). The numerical results were compared with experimental data obtained at Laboratório de Hidráulica da Universidade da Beira Interior.

Numerical results are in good agreement with the experimental data. An improvement is achieved by using the anisotropic model (EARSM), when compared with the use of the isotropic model. The reproduction of secondary currents has great influence the results of the distribution of the longitudinal velocity.

Keywords: ANSYS-CFX; $k - \epsilon$; EARSM; Compound open-channel; Vertical structures near the floodplains edge.

Índice de Matérias

Resumo	i
Abstract.....	iii
Índice de Figuras	vii
Índice de Quadros	xiii
Lista de Símbolos, Acrónimos e Siglas	xv
1. Introdução	1
1.1. Considerações Gerais	1
1.2. Objetivos e Metodologia	3
1.3. Organização da Dissertação	3
2. Revisão Bibliográfica.....	5
2.1. Conceitos Teóricos.....	5
2.1.1. Desenvolvimento da Camada Limite sobre uma Superfície Plana	5
2.1.2. Desenvolvimento da Camada Limite com Efeito do Gradiente de Pressão	6
2.2. Escoamento em torno de um Cilindro.....	8
2.3. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta	10
2.3.1. Vórtices na Interface.....	11
2.3.2. Correntes Secundárias	13
2.4. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais.....	14
2.5. Estudos Numéricos Aplicados em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais....	18
3. Modelação Matemática.....	23
3.1. Considerações Gerais	23
3.2. Equações de Navier-Stokes.....	24
3.3. Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds.....	27
3.4. Modelos de Fecho de Turbulência	28
4. Modelação Numérica.....	35
4.1. Dinâmica de Fluidos Computacionais.....	35
4.2. Estrutura do ANSYS-CFX.....	36
4.2.1. Definição da Geometria	36
4.2.2. Geração da Malha.....	37
4.2.3. ANSYS-Pre.....	38

4.2.4.	ANSYS-Solver/ANSYS-Solver Manager	38
4.2.5.	ANSYS-Post	39
4.3.	Discretização Numérica	39
4.3.1.	Método dos Volumes Finitos.....	39
4.3.2.	Acoplamento entre a Pressão e a Velocidade (<i>Pressure-Velocity coupling</i>)	43
4.3.3.	Sistemas de Equações Lineares	44
4.4.	Condições de Fronteira.....	46
5.	Descrição da Simulação/Modelação	49
5.1.	Considerações Gerais	49
5.2.	Estudo Experimental.....	49
5.3.	Estudo Numérico	51
5.3.1.	Domínio Computacional.....	51
5.3.2.	Discretização da Malha	52
5.3.3.	Condições de Simulação.....	58
6.	Análise de Resultados	59
6.1.	Considerações Gerais	59
6.2.	Posições de Comparação entre Resultados Numéricos e Experimentais.....	59
6.3.	Análise da Distribuição de Velocidades	61
6.3.1.	Plano Horizontal	61
6.3.2.	Secção Após o Cilindro	69
6.3.3.	Secção Entre Cilindros.....	70
6.3.4.	Secção Antes do Cilindro.....	72
6.4.	Análise dos Perfis Verticais de Velocidade	73
6.4.1.	Leito principal	73
6.4.2.	Interface Inferior.....	75
6.4.3.	Interface Superior	77
6.4.4.	Leito de Cheia	79
6.5.	Análise da Distribuição Transversal da Velocidade Média em Profundidade.....	81
6.6.	Distribuição Horizontal das Tensões de Reynolds.....	84
6.7.	Correntes Secundárias.....	85
7.	Conclusão e Desenvolvimentos Futuros	89
7.1.	Conclusão.....	89
7.2.	Desenvolvimentos Futuros	91
	Bibliografia.....	93

Índice de Figuras

Figura 1.1 – Exemplo de uma linha emergente de vegetação na interface entre o leito de cheia e o leito principal (Terrier, 2010).....	2
Figura 2.1 – Desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície plana (Massey, 2002)	5
Figura 2.2 – Desenvolvimento da camada limite com gradiente de pressão adverso (adaptado de Pritchard, 2011)	6
Figura 2.3 – Desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície curva (Massey, 2002)	7
Figura 2.4 – Estrutura do escoamento em torno de uma estrutura vertical (Adaptado de Masjedi <i>et al.</i> , 2010).....	8
Figura 2.5 – Configuração da esteira a jusante de um cilindro para diferentes números de Reynolds: (a) $Re < 0,5$; (b) $Re \approx 2 - 30$; (c) $Re \approx 40 - 70$; (d) $Re > 90$ (Massey, 2002)	9
Figura 2.6 – Exemplo de um canal de secção composta.....	10
Figura 2.7 – Principais características hidráulicas de um escoamento em secção composta (adaptado de Shiono e Knight, 1991).....	11
Figura 2.8 – Secção transversal de um canal de secção composta (adaptado de van Prooijen <i>et al.</i> , 2005)	12
Figura 2.9 – Representação esquemática de um vórtice de eixo vertical na região de interface (adaptado de van Prooijen <i>et al.</i> , 2005).....	12
Figura 2.10 – Representação de células de escoamento secundário em canais de secção composta (Sun, 2007)	13
Figura 2.11 – Exemplo de uma secção composta com estruturas verticais na margem do leito principal.....	15
Figura 2.12 – Distribuição da velocidade média normalizada longitudinal (U/U_m) para a situação com altura relativa de 0,52, para o caso sem vegetação (case S3) e para o caso de duas densidades de vegetação (case R3a situação com menor densidade; case R3b situação maior densidade) (Sun & Shiono, 2009)	16
Figura 2.13 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade para a situação com altura relativa de 0,52, para o caso sem vegetação (case S3) e para o caso de duas densidades de vegetação (case R3a situação com menor densidade; case R3b situação maior densidade) (Sun & Shiono, 2009)	17

Figura 2.14 – Vetores de correntes secundárias: (a) situação sem vegetação; (b) situação com vegetação (adaptado de Sanjou & Nezu, 2011)	17
Figura 2.15 – Distribuição das tensões de Reynolds $-\rho uv$: (a) situação sem vegetação; (b) situação com vegetação (adaptado de Sanjou & Nezu, 2011)	18
Figura 4.1 – Esquema geral do funcionamento do ANSYS-CFX (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)	37
Figura 4.2 – Exemplos de malhas: (a) Malha estruturada; (b) Malha não estruturada (Liu, <i>et al.</i> , 2000)	38
Figura 4.3 – Definição de volume de controlo (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)	40
Figura 4.4 – Identificação dos pontos de integração e dos setores num elemento de malha (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)	41
Figura 4.5 – Representação esquemática do método <i>Algebraic Multigrid</i> (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)	46
Figura 5.1 – Dimensões das secções transversais do canal experimental: (a) sem cilindros; (b) com cilindros	50
Figura 5.2 – Dimensões do domínio computacional [m]	51
Figura 5.3 – Localização das condições de fronteira: a) condição de fronteira periódica entre a entrada e a saída do canal; b) condição de parede sem aderência (<i>free-slip wall</i>) na superfície livre; c) condição de parede com aderência (<i>no-slip wall</i>) com acabamento liso na parede de vidro e nos cilindros; d) condição de parede com aderência (<i>no-slip wall</i>) com acabamento rugoso no fundo do canal e na parede do lado direito.....	52
Figura 5.4 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Primeiro Caso.....	53
Figura 5.5 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Segundo Caso.....	54
Figura 5.6 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Terceiro Caso	54
Figura 5.7 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08$ m) – Primeiro Caso.....	55
Figura 5.8 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08$ m) – Segundo Caso.....	55
Figura 5.9 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08$ m) – Terceiro Caso	56
Figura 5.10 – Distribuição e número de elementos de malha presentes na direção longitudinal.....	57
Figura 5.11 – Pormenor da malha junto do cilindro	57
Figura 6.1 – Plano horizontal [m]	60
Figura 6.2 – Secções transversais numéricas [m]	60

Índice de Figuras

Figura 6.3 – Indicação das posições verticais analisadas	61
Figura 6.4 – Velocidade longitudinal média no tempo (velocidade u) – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	62
Figura 6.5 – Velocidade longitudinal média no tempo (velocidade u) – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	63
Figura 6.6 – Pormenor do desenvolvimento da esteira – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	64
Figura 6.7 – Pormenor do desenvolvimento da esteira – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	65
Figura 6.8 – Velocidade transversal média no tempo (velocidade v) – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	66
Figura 6.9 – Velocidade transversal média no tempo (velocidade v) – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	67
Figura 6.10 – Pormenor da velocidade transversal média no tempo (velocidade v) junto do cilindro – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	68
Figura 6.11 – Pormenor da velocidade transversal média no tempo (velocidade v) junto do cilindro – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)	68
Figura 6.12 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	70
Figura 6.13 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARSIM – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	70
Figura 6.14 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m) (adaptado de Azevedo <i>et al.</i> , 2012)	70
Figura 6.15 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	71
Figura 6.16 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARSIM – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	71
Figura 6.17 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m) (adaptado de Azevedo <i>et al.</i> , 2012)	72
Figura 6.18 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	72
Figura 6.19 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARSIM – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	73
Figura 6.20 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m) (adaptado de Azevedo <i>et al.</i> , 2012)	73
Figura 6.21 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	74

Figura 6.22 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	75
Figura 6.23 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	75
Figura 6.24 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	76
Figura 6.25 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	76
Figura 6.26 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	77
Figura 6.27 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	78
Figura 6.28 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	78
Figura 6.29 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	79
Figura 6.30 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	80
Figura 6.31 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	80
Figura 6.32 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	81
Figura 6.33 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	82
Figura 6.34 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	83
Figura 6.35 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	83
Figura 6.36 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m).....	84
Figura 6.37 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m).....	85
Figura 6.38 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	85
Figura 6.39 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)	86
Figura 6.40 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)	86

Índice de Figuras

Figura 6.41 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m).....	86
Figura 6.42 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m).....	87
Figura 6.43 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m).....	87
Figura 6.44 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)	88

Índice de Quadros

Quadro 4.1 – Estrutura do ANSYS-CFX.....	36
Quadro 5.1 – Resumo das condições do estudo experimental.....	50
Quadro 5.2 – Parâmetros numéricos adaptados.....	58

Lista de Símbolos, Acrónimos e Siglas

Símbolo	Definição
Letras Latinas	
a	Densidade das estruturas verticais
a_i	Coefficientes das equações de conservação na forma discreta
a_{ij}	Tensor anisotrópico
A	Aproximação do coeficiente central da equação da conservação da quantidade de movimento excluindo o termo variável
b_i	Termos independentes das equações de conservação na forma discreta
c_{ip}	Parâmetro da expressão para a velocidade de convecção
C	Constante aditiva
C_D	Coefficiente de arrastamento
$C_{\varepsilon 1}$	Constante empírica do modelo $k - \varepsilon$
$C_{\varepsilon 2}$	Constante empírica do modelo $k - \varepsilon$
C_μ	Constante empírica do modelo $k - \varepsilon$ e $k - \omega$
$C_{\omega 1}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$
$C_{\omega 2}$	Constante empírica do modelo $k - \omega$
d_{ip}	Parâmetro da expressão para a velocidade de convecção
dn_j	Componente diferencial cartesianas do vetor normal à superfície exterior
D	Diâmetro das estruturas verticais
f_{ip}	Parâmetro da expressão para a velocidade de convecção
f	Força de massa
F_D	Força de arrastamento total
h	Altura de água do leito de cheia
h'	Altura do leito de cheia
h_r	Altura de água relativa
H	Altura de água do leito principal

Símbolo	Definição
I	Matriz identidade
k	Energia cinética turbulenta
ℓ	Comprimento
L, l	Escala de comprimento da turbulência
\dot{m}_{ip}	Fluxo de massa que atravessa através de uma superfície do volume de controle
p	Pressão
P	Pressão média
Q	Caudal
Re	Número de Reynolds
s	Distância entre duas estruturas verticais consecutivas
S	Tensor da taxa de deformação
S	Área da região de integração; Área projetada do corpo num plano perpendicular à direção da corrente do fluido
S_ϕ	Termo fonte
$\overline{S_\phi}$	Valor médio do termo de fonte de todo o volume de controle
t	Tempo
T	Tensor das tensões desviadoras
u	Velocidade instantânea do escoamento
u'	Componente da flutuação da velocidade
u^+	Parâmetro adimensional que representa a velocidade junto da parede
u_*	Velocidade de atrito junto à parede
U	Componente média da velocidade
V	Volume de controle; Volume da região de integração
$\mathbf{x} = (x, y, z)$	Vetor posição
x	Coordenada da direção longitudinal ao escoamento
y	Coordenada da direção transversal ao escoamento
z	Coordenada da direção normal ao escoamento
z^+	Parâmetro adimensional que representa a distância entre o primeiro nó da malha e a parede
Letras Gregas	
β	Fator de ponderação

Lista de Símbolos, Acrónimos e Siglas

Símbolo	Definição
$\beta_1; \beta_3; \beta_4; \beta_6; \beta_9$	Coefficiente β do polinómio que expressa o tensor anisotrópico
Γ_ϕ	Coefficiente de difusão associado à variável ϕ
δ	Função delta de <i>Kronecker</i>
Δn_j	Vetor de superfície discreto exterior
$\Delta \vec{r}$	Vetor que liga o nó da malha ao ponto de integração
Δt	Passo de tempo
ε	Taxa de dissipação da turbulência
ϑ	Escala de velocidade da turbulência
κ	Constante de von Kármán
λ	Segundo coeficiente de viscosidade
μ	Primeiro coeficiente de viscosidade (viscosidade dinâmica)
ν	Coefficiente de viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade turbulenta
ρ	Massa volúmica
σ	Tensor das tensões
σ_k	Constante empírica dos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$
σ_ε	Constante empírica do modelo $k - \varepsilon$
σ_ω	Constante empírica do modelo $k - \omega$
τ_w	Tensão de arrastamento na parede
τ_{ij}	Tensões de Reynolds
ϕ	Variável dependente
ω	Frequência da turbulência
Ω_{ij}	Tensor da vorticidade

Outros Símbolos

∇	Operador diferencial
$II_S; II_\Omega; IV$	Invariantes
—	Termo abrangido pela média temporal ou média de Reynolds
$\hat{}$	Média dos vértices adjacentes ao ponto de integração
$^\circ$	Valor referente ao passo de tempo anterior

Acrónimos/ Siglas	Definição
ANSYS-CFX	Programa comercial de Dinâmica dos Fluidos Computacionais
ASM	Modelo Algébrico de Tensões (<i>Algebraic Stress Model</i>)
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacionais (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
DNS	Simulação Numérica Direta (<i>Direct Numerical Simulation</i>)
EARSM	Modelo Algébrico Explícito de Tensões de Reynolds (<i>Explicit Algebraic Reynolds Stress Model</i>)
ECT	Energia Cinética Turbulenta
FCF	<i>Flood Channel Facility</i>
FCT	Faculdade de Ciências e Tecnologia
<i>ip</i>	Ponto de Integração (<i>Integration Point</i>)
II	Interface Inferior
IS	Interface Superior
LC	Leito de Cheia
LES	Simulação à Grande Escala (<i>Large Eddy Simulation</i>)
LP	Leito Principal
MDF	Método das Diferenças Finitas
MVF	Método dos Volumes Finitos
<i>nb</i>	Referência aos nós vizinhos (<i>neighbor</i>)
RANS	Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds (<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>)
RMS	Valor Quadrático Médio (<i>Root Mean Square</i>)
RSM	Modelo de Tensões de Reynolds (<i>Reynolds-Stress Model</i>)
SIMPLE	Método Semi-Implicito para equações ligadas (<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>)
SST	Modelo de Transporte de Tensões de Corte (<i>Shear Stress Transport</i>)
UBI	Universidade da Beira Interior
UNL	Universidade Nova de Lisboa
<i>up</i>	Referente ao ponto que se encontra a montante (<i>upwind</i>)
VoF	Volume do Fluido (<i>Volume of Fluid</i>)

Capítulo 1

Introdução

1.1. Considerações Gerais

As cheias fluviais resultam do carácter aleatório dos processos hidrológicos que constituem o ciclo natural de qualquer tipo de rio. A ocorrência das cheias fluviais está frequentemente ligada a elevados valores de caudal no curso de água, resultantes principalmente de precipitações elevadas, que provocam o transbordo do leito principal (LP) e a inundação dos terrenos adjacentes, também denominados por leitos de cheia (LC); nestas circunstâncias o escoamento passa a ser realizado num canal de secção composta.

Ao longo da História, as civilizações optaram por se fixarem nas proximidades dos rios, não só pelo fácil acesso a água potável e a terras mais férteis, mas também pela maior facilidade na comunicação e trocas comerciais (Atmore *et al.*, 1975). Da mesma forma se tem registado ao longo da História graves catástrofes relacionadas com cheias fluviais, encontrando-se estas quase sempre associadas a danos físicos e prejuízos materiais. Segundo a DIRECTIVA 2007/60/CE de 23 de Outubro de 2007, “as inundações podem provocar a perda de vidas, a deslocação de populações e danos no ambiente, comprometer gravemente o desenvolvimento económico e prejudicar as actividades económicas da comunidade”.

De forma a reduzir os efeitos negativos das inundações, torna-se importante a elaboração de cartas de zonas inundáveis e de cartas de riscos de inundação com indicações das potenciais consequências prejudiciais associadas aos diversos cenários de inundação (DIRECTIVA 2007/60/CE, 23 de Outubro de 2007). Neste âmbito, o estudo deste tipo de escoamentos ganha importância, uma vez que possibilita a elaboração de planos de emergência e auxilia decisões que envolvam o ordenamento do território. Uma das causas que mais afeta a precisão daqueles estudos é resultante do desconhecimento da interação dos escoamentos em canais de secção composta.

Muito dos rios naturais têm leitos de cheia que se estendem lateralmente a partir do leito principal. A interação entre o escoamento no leito principal e o escoamento no leito de cheia é relativamente complexa, tornando complicada a determinação precisa de parâmetros do escoamento, como a capacidade de transporte, a distribuição de velocidades e a distribuição de tensões de corte, e consequentemente a sua modelação. Essa dificuldade deve-se, principalmente, à transferência de massa e de quantidade de movimento que existe entre o leito principal e o leito de cheia, devido ao

rápido escoamento no leito principal e ao escoamento mais lento no leito de cheia (Shiono & Knight, 1991).

A existência de vegetação, como árvores e arbustos, ocorre comumente ao longo das margens do leito principal. Esta desenvolve um papel essencial para a estabilização das margens e restabelecimento ecológico. No entanto, são pouco conhecidos os efeitos que a vegetação marginal provoca nos processos hidrodinâmicos durante as situações de inundação (Huai *et al.*, 2009; Shiono *et al.*, 2009).

A presença de vegetação nos leitos de cheia aumenta a complexidade da análise dos escoamentos em canais de secção composta. No seu processo de modelação, a força de arrastamento exercida pelo escoamento na vegetação não pode ser ignorada. Uma das mais vulgares disposições espaciais da vegetação é a que se pode observar na Figura 1.1, uma linha emergente de vegetação entre a interface do leito de cheia e o leito principal (Terrier, 2010).



Figura 1.1 – Exemplo de uma linha emergente de vegetação na interface entre o leito de cheia e o leito principal (Terrier, 2010)

A interação entre o escoamento do leito principal e o escoamento do leito de cheia origina uma complexa estrutura turbulenta tridimensional à qual está associada a transferência de quantidade de movimento e de massa entre os leitos (Nezu, 1994). Na modelação tridimensional, o uso de *software* de Dinâmica de Fluidos Computacionais (CFD), é uma ferramenta bastante útil no trabalho de investigação não substituindo, no entanto, os ensaios laboratoriais. A combinação de ambas as técnicas é essencial para permitir uma melhor compreensão do comportamento do escoamento nos rios e para calibração e validação dos modelos numéricos (Tiago, 2011).

1.2. Objetivos e Metodologia

No presente trabalho, estruturas verticais referem-se a qualquer tipo de obstáculo que ocorra ao longo das margens do leito principal e que afete o escoamento natural dos cursos de água. As estruturas verticais podem tanto surgir naturalmente, tais como o desenvolvimento de árvores e arbustos nas margens dos rios, ou com origem humana como o caso da colocação de vegetação junto dos cursos de água com o objetivo de prevenção da erosão ou para fins paisagísticos (Shiono *et al.*, 2009), e/ou estruturas feitas pelo homem para criação de habitat e pilares de pontes (Sadeque *et al.*, 2009).

1.2. Objetivos e Metodologia

Com o presente estudo, pretendeu-se simular numericamente um canal de secção composta com a presença de estruturas verticais nas margens do leito principal de modo, a compreender os processos hidrodinâmicos do escoamento em situações que existe vegetação nas margens do leito principal e avaliar a influência que a vegetação tem sobre o campo turbulento do escoamento.

As simulações numéricas foram realizadas com auxílio do programa comercial ANSYS-CFX, que resolve numericamente as equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds (RANS), sendo as equações discretizadas com recurso ao método dos volumes finitos. A modelação da turbulência foi efetuada através de um modelo isotrópico, modelo $k - \varepsilon$, e de um modelo anisotrópico, Modelo Algébrico Explícito de Tensões de Reynolds (EARSIM). Posteriormente, a análise dos resultados é realizada através da comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais de Azevedo *et al.* (2012) obtidos no canal de estruturas hidráulicas do Laboratório de Hidráulica da Universidade da Beira Interior (UBI).

1.3. Organização da Dissertação

A dissertação inicia-se com dois capítulos de carácter teórico, onde se apresenta o estado do conhecimento referente aos escoamentos com superfície livre e às técnicas numéricas que possibilitam a modelação dos mesmos. Segue-se uma explicação do programa comercial utilizado para a modelação do escoamento e uma descrição de todo o processo de modelação. Por fim, apresenta-se a análise e discussão dos resultados obtidos, assim como as respetivas conclusões.

Desta forma, a presente dissertação encontra-se estruturada em sete capítulos, como se descreve de seguida:

- **Capítulo 1:** Realiza-se introdução ao tema, e são identificados os principais objetivos que estiveram na base da dissertação;
- **Capítulo 2:** Apresenta-se a revisão bibliográfica mais relevante, para uma melhor compreensão dos fenómenos relacionados com os escoamentos com superfície livre em

canais de secção composta, sem e com a presença de estruturas verticais na extremidade do leito de cheia;

- **Capítulo 3:** Efetua-se uma descrição das técnicas numéricas existentes que possibilitam a modelação dos escoamentos turbulentos, dando-se maior incidência sobre as equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds e os modelos de fecho de turbulência;
- **Capítulo 4:** Procede-se à descrição dos pormenores da modelação numérica. Apresenta-se uma pequena introdução à Dinâmica de Fluidos Computacional, identifica-se e explica-se as principais características do programa comercial utilizado para a realização da simulação do escoamento e, por fim, expõem-se os pormenores sobre o funcionamento do programa comercial;
- **Capítulo 5:** Apresenta-se uma descrição de todo o processo da simulação, são indicadas as simplificações efetuadas no domínio computacional, as condições de fronteira aplicadas e a discretização da malha adaptada;
- **Capítulo 6:** Apresentam-se e descrevem-se os resultados obtidos numericamente e, posteriormente, estes são comparados com os resultados experimentais recolhidos por Azevedo *et al.* (2012);
- **Capítulo 7:** Elabora-se um resumo das principais conclusões alcançadas com a elaboração da dissertação e fornecem-se algumas sugestões para desenvolvimentos futuros que se consideram importantes para o aprofundamento do conhecimento.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

2.1. Conceitos Teóricos

2.1.1. Desenvolvimento da Camada Limite sobre uma Superfície Plana

No escoamento de um fluido paralelo a uma superfície plana sólida pode-se observar que junto da superfície sólida a velocidade deste cresce rapidamente desde zero até à velocidade do fluido na corrente principal. Esta região é conhecida como camada limite e deve-se a duas características fundamentais do escoamento de fluidos: a velocidade do fluido desenvolve-se de uma forma contínua e sobre a superfície sólida a velocidade de escoamento do fluido é sempre nula (Massey, 2002).

Tomando como exemplo o escoamento ao longo de uma superfície plana sólida colocada paralelamente à direção do escoamento do fluido (Figura 2.1), devido à ação das forças viscosas e à condição de não deslizamento sobre a superfície sólida, estabelece-se um gradiente de velocidade junto desta. Os elevados gradientes de velocidade no interior da camada limite, estão associados a tensões de corte que provocam o retardamento da velocidade do fluido. Com o aumento da espessura da camada limite, aumenta também a extensão de fluido retardado até que o movimento laminar, dentro da camada limite, se torne instável e comece a apresentar perturbações que dão origem à passagem para regime turbulento (região de transição). A jusante desta região a camada limite apresenta quase inteiramente um regime turbulento (Massey, 2002).

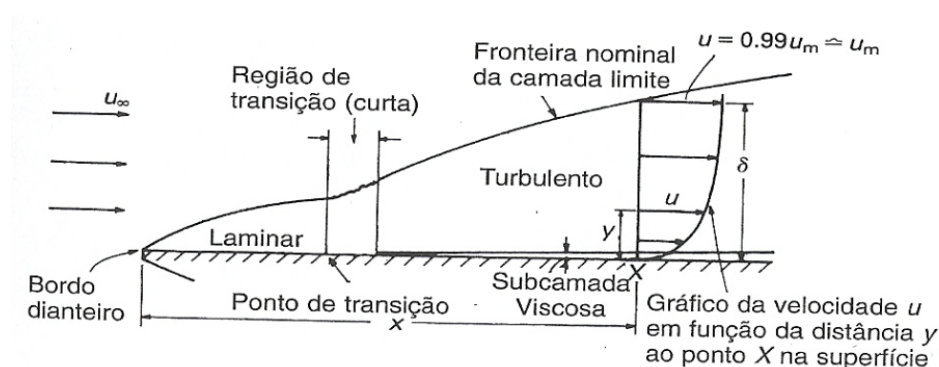


Figura 2.1 – Desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície plana (Massey, 2002)

O perfil de velocidade pode ser descrito de forma aproximada por uma lei logarítmica.

Na modelação numérica de escoamentos junto a superfícies sólidas a subcamada viscosa é resolvida com recurso a funções de parede, devido ao elevado gradiente de velocidade que se verifica junto à parede. A correta modelação da subcamada viscosa exige um elevado refinamento da malha junto da superfície sólida e consequentemente um maior esforço computacional, assim, através do uso das funções de parede consegue-se ultrapassar o problema.

2.1.2. Desenvolvimento da Camada Limite com Efeito do Gradiente de Pressão

Na subsecção 2.1.1. foi apenas considerado o caso do escoamento sobre uma superfície plana com velocidade constante e gradiente de pressão nulo, sendo a velocidade do escoamento apenas retardada, junto da superfície plana, devido ao efeito da viscosidade. Nas situações onde existe gradiente de pressão o comportamento do fluido pode ser fortemente afetado.

A introdução de obstáculos no interior do escoamento vai provocar alterações no campo de velocidades e de pressões.

Num escoamento sobre uma superfície plana com a presença de uma estrutura vertical perpendicular à direção longitudinal do escoamento, à medida que o escoamento se aproxima da estrutura vertical a sua velocidade decresce até se anular na face da estrutura. Como consequência da diminuição da velocidade do escoamento existe um incremento do termo de pressão e o campo de pressão passa a apresentar um gradiente de pressão adverso (Fael, 2007; Pritchard, 2011).

Se o gradiente de pressão adverso for suficientemente elevado, num dado momento, a velocidade do fluido junto à superfície plana passa a ser nula. A jusante desse ponto a velocidade do escoamento passa a ser negativa e o sentido do escoamento é invertido. Este fenómeno é denominado por separação, e o ponto onde a velocidade junto à superfície é nula é conhecido por ponto de separação (Fael, 2007; Pritchard, 2011). Na Figura 2.2 encontra-se representado o desenvolvimento da camada limite sobre uma placa plana com gradiente de pressão adverso.

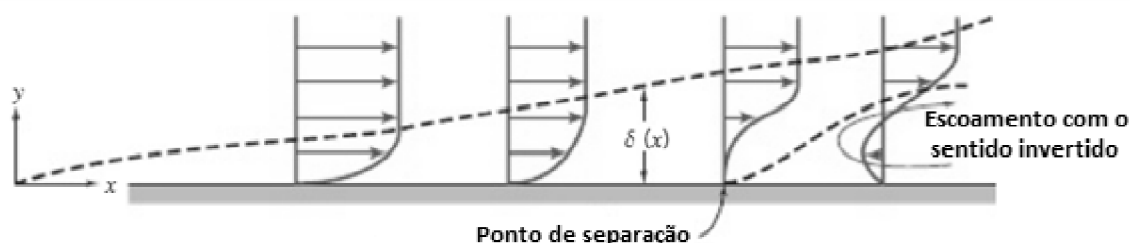


Figura 2.2 – Desenvolvimento da camada limite com gradiente de pressão adverso (adaptado de Pritchard, 2011)

2.1. Conceitos Teóricos

Uma outra situação, semelhante ao caso de um cilindro com eixo perpendicular à direção longitudinal do escoamento, onde é possível observar a separação do escoamento, ocorre quando este se dá sobre uma superfície curva. Nesse caso a camada limite que se desenvolve em torno da superfície curva (ou do cilindro) encontra-se submetida a um campo de pressão não uniforme.

Na aproximação do escoamento à superfície curva (ou ao cilindro), as linhas de corrente vão ser deformadas de tal modo que, à medida que se passa da posição A para a posição C, a distância entre elas vai diminuindo e depois da posição C vai aumentando (Figura 2.3). Como o caudal entre duas linhas de corrente tem de se manter constante, a velocidade terá de aumentar de A para C e, de acordo com a equação de Bernoulli, o termo de pressão terá de diminuir. Haverá então um gradiente de pressão favorável entre a posição A e C e um gradiente adverso depois da posição C (Massey, 2002).

O gradiente de pressões entre a posição A e C denomina-se de favorável porque a força de pressão exercida num elemento de volume dentro da camada limite, é no sentido do movimento de tal modo que tende a contrariar o efeito desaceleração originado pela presença da parede (Massey, 2002).

A jusante da posição C, a pressão volta a aumentar, e consequentemente opõe-se ao movimento dos elementos de fluido. A uma certa altura (posição D da Figura 2.3) o fluido junto à parede é levado ao repouso, ponto de separação. A jusante deste ponto (por exemplo, na posição E), as velocidades junto à parede são negativas e o fluido desprende-se da parede, ocorrendo a separação do fluido. A separação é originada pela redução da velocidade característica da camada limite, em combinação com um gradiente de pressão adverso (Massey, 2002).

A linha de corrente de velocidade nula, que define a fronteira entre o escoamento “para a frente” e o escoamento “para atrás”, afasta-se da superfície sólida no ponto de separação e é conhecida como linha de corrente de separação. Devido à inversão do sentido do escoamento, formam-se redemoinhos de grandes dimensões e irregulares. Essa região de movimento turbilhonar é habitualmente conhecida como esteira, devido ao facto da camada limite separada tender a enrolar-se no próprio escoamento invertido. A esteira (região de escoamento perturbado a jusante da estrutura vertical) ocupa uma distância significativa para jusante (Massey, 2002).

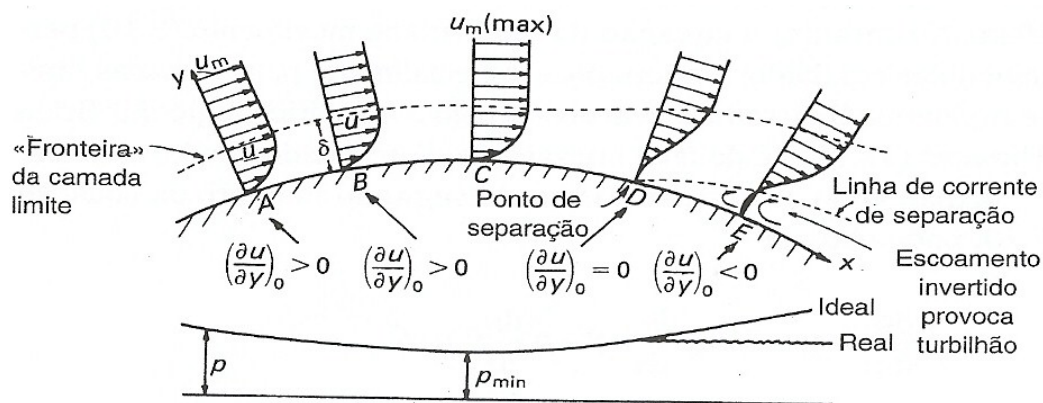


Figura 2.3 – Desenvolvimento da camada limite sobre uma superfície curva (Massey, 2002)

2.2. Escoamento em torno de um Cilindro

A introdução de uma estrutura vertical num escoamento totalmente desenvolvido, vai provocar alterações substanciais na estrutura turbulenta do escoamento, tornando-se numa estrutura tridimensional complexa. Na Figura 2.4 pode-se visualizar as estruturas turbulentas que se formam em torno de um cilindro.

Em primeiro lugar, pode-se salientar a formação do vórtice em ferradura na face de montante da estrutura vertical e, em segundo lugar, a formação dos vórtices de esteira a jusante da estrutura vertical, onde existe o desprendimento dos vórtices de uma forma periódica de ambos os lados da estrutura. Para além disso, pode-se verificar a existência de um escoamento descendente como consequência da desaceleração do escoamento a montante da estrutura (Sumer & Fredsøe, 2005).

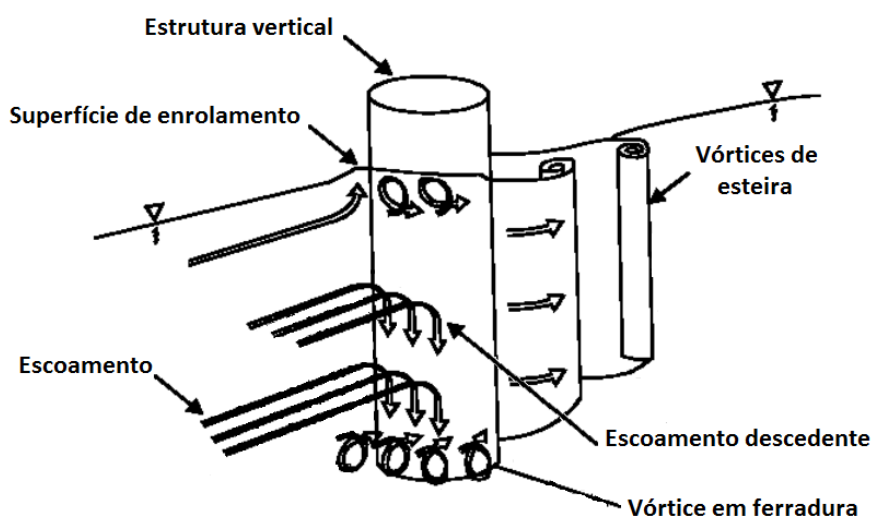


Figura 2.4 – Estrutura do escoamento em torno de uma estrutura vertical (Adaptado de Masjedi *et al.*, 2010)

Com a aproximação do escoamento à estrutura, a sua velocidade decresce até que se anula na face de montante da estrutura, gerando-se um gradiente de pressões sobre aquela face e formando-se uma região de baixas pressões junto ao leito e uma região de pressões elevadas junto da superfície livre. Esta diferença de pressões junto da face da estrutura conduz a que parte do escoamento se torne descendente, enquanto o restante contorna o cilindro lateralmente (Whitehouse, 1998; Masjedi *et al.*, 2010).

Também devido ao gradiente de pressões gerado na face montante da estrutura, existe um aumento do nível da superfície livre e a formação de uma superfície de enrolamento (Graf & Istiarto, 2002).

Quando o escoamento descendente atinge o leito como barreira é parcialmente deflectido para montante, isto é, o escoamento tende a inverter o sentido, contudo, depara-se com o escoamento de aproximação. Se o gradiente de pressões for suficientemente forte, a interação entre o escoamento descendente e o escoamento de aproximação resulta na separação do escoamento

2.2. Escoamento em torno de um Cilindro

junto à base da estrutura, desenvolvendo-se um sistema de vórtices que se denominam por vórtices em ferradura. O aparecimento do vórtice em ferradura com o efeito do escoamento descendente pode provocar o aumento da velocidade do escoamento junto ao leito e em torno da estrutura (Whitehouse, 1998; Masjedi *et al.*, 2010). O vórtice em ferradura depois de formado a montante da estrutura dissipa-se para jusante, assumindo a direção longitudinal.

Como salientado anteriormente, o vórtice de esteira é formado pela separação da camada limite da superfície lateral da estrutura vertical. Os vórtices de esteira desenvolvem-se para jusante e apresentam sentidos de rotação alternados.

A configuração do escoamento na esteira de uma estrutura com uma determinada geometria depende do número de Reynolds, Figura 2.5. No caso de um cilindro emergente, com eixo perpendicular à direção longitudinal do escoamento e diâmetro d , para valores de Reynolds baixos ($Re < 0,5$) as forças de inércia são desprezáveis e as linhas de corrente confluem na extremidade a jusante do cilindro (Figura 2.5a). Quando se aumenta Re para a gama 2 – 30 a camada limite separa-se simetricamente, de ambos os lados do cilindro, nas posições S (Figura 2.5b), formando-se dois turbilhões com sentidos de rotação opostos. A jusante dos turbilhões, as linhas de correntes voltam-se a unir-se e o comprimento da esteira é limitado. Para valores superiores de Re , os turbilhões alongam-se (Figura 2.5c), mas este arranjo é instável e quando $Re \approx 40 - 70$ começa a observar-se uma oscilação periódica da esteira. Acima de um certo valor limite de Re , normalmente cerca de 90, os turbilhões desprendem-se alternadamente, de cada um dos lados do cilindro, e são arrastados para jusante de modo a formarem duas fiadas de vórtices, denominados por vórtices de von Kármán (Figura 2.5d). A energia dos vórtices é dissipada pela viscosidade e a partir de uma certa distância do cilindro, o padrão regular deixa de existir (Massey, 2002).

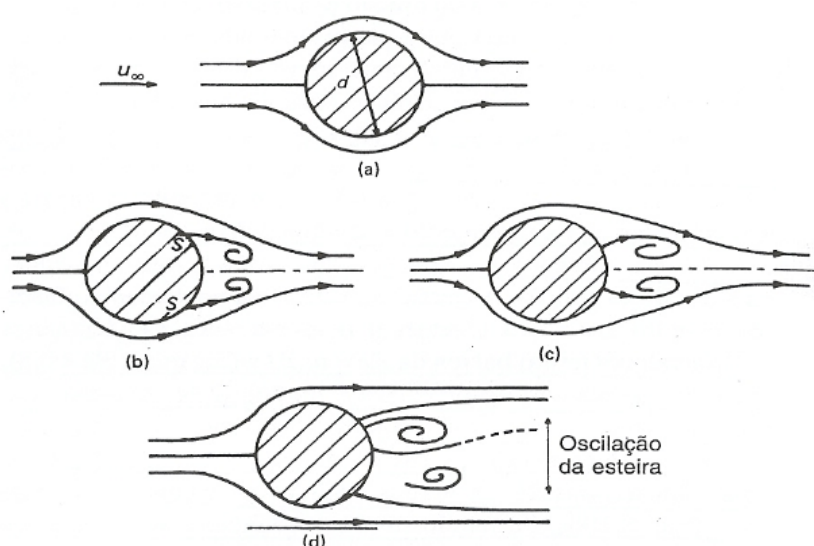


Figura 2.5 – Configuração da esteira a jusante de um cilindro para diferentes números de Reynolds: (a) $Re < 0,5$; (b) $Re \approx 2 - 30$; (c) $Re \approx 40 - 70$; (d) $Re > 90$ (Massey, 2002)

2.3. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta

Muitos dos rios existentes na natureza possuem um canal com secção transversal composta. Esses canais são diferenciados em leito principal e em leito(s) de cheia (Figura 2.6). O leito principal é caracterizado por possuir uma maior velocidade e profundidade de escoamento e uma menor rugosidade em comparação aos leitos de cheia.

Tipicamente, no leito principal dos rios existe escoamento durante todo o tempo, no entanto, durante situações de cheia a capacidade de descarga do leito principal é insuficiente para fazer face ao aumento de caudal dos rios. Quando a altura de água do escoamento excede a profundidade do leito principal, o escoamento passa a ser realizado em simultâneo pelo leito principal e pelos leitos de cheia, nestas circunstâncias o escoamento realiza-se por um canal de secção composta. Salienta-se que apesar dos leitos de cheia se encontrarem a seco durante a maior parte do tempo, desempenham um papel fundamental em tempo de cheias (Shiono & Knight, 1991; Nezu, 1994).

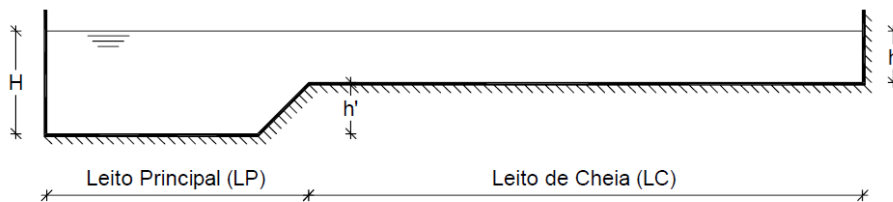


Figura 2.6 – Exemplo de um canal de secção composta

Os canais de secção composta são caracterizados por uma estrutura de escoamento particular. A diferença de velocidades provocada pelo escoamento de maior velocidade do leito principal e o escoamento com menor velocidade do leito de cheia, gera uma camada de mistura na interface entre os dois leitos que em combinação com as correntes secundárias com desenvolvimento na secção transversal originam uma complexa estrutura turbulenta tridimensional à qual está associada a transferência de quantidade de movimento e de massa entre os leitos (Nezu, 1994).

O escoamento nos canais de secção composta é influenciado pela altura relativa do escoamento, h_r . A altura relativa, equação (2.1), é um parâmetro adimensional que relaciona a altura de água do leito principal (H) com a altura de água do leito de cheia ($h = H - h'$) (Shiono & Knight, 1991):

$$h_r = \frac{H - h'}{H} = \frac{h}{H} \quad (2.1)$$

onde h' é a altura do leito de cheia, Figura 2.6.

A Figura 2.7, proposta por Shiono & Knight (1991), representa de uma forma esquemática as principais características hidráulicas do escoamento num canal de secção composta. Nessa figura é possível identificar a complexa estrutura turbulenta desenvolvida nos canais de secção composta.

2.3. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta

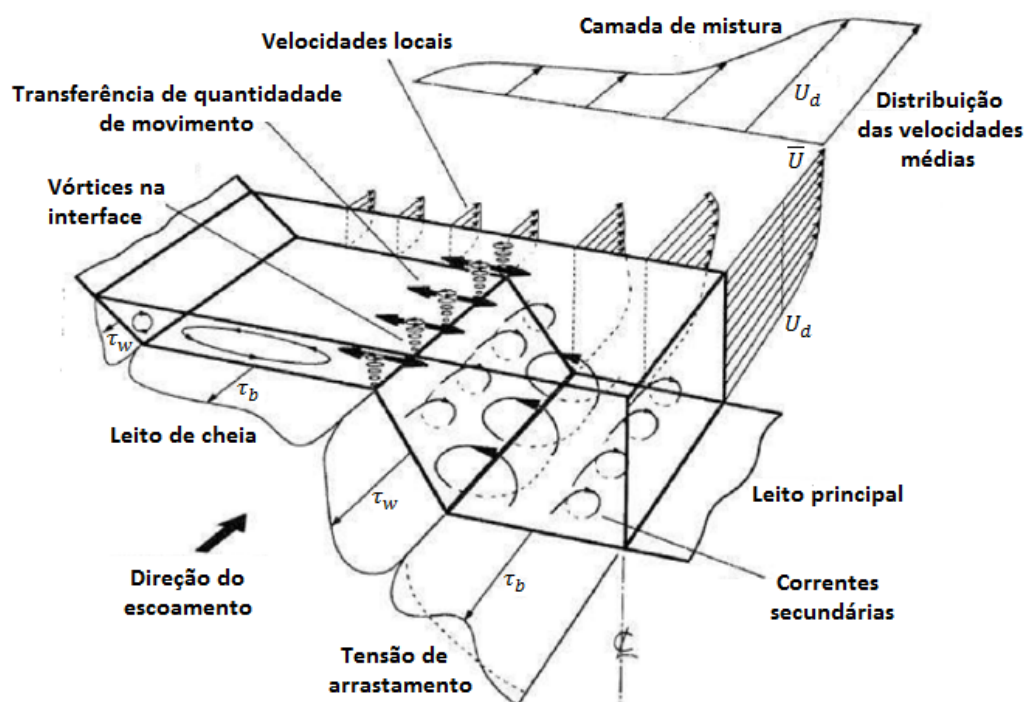


Figura 2.7 – Principais características hidráulicas de um escoamento em seção composta (adaptado de Shiono e Knight, 1991)

2.3.1. Vórtices na Interface

Os vórtices de larga escala e eixo vertical localizados na interface entre os leitos são gerados pelo diferencial de velocidades, provocando a transferência de quantidade de movimento a partir do leito principal em direção ao leito de cheia, promovendo uma perda de energia (Nezu, 1994) e consequentemente a diminuição da capacidade total de descarga do canal quando comparado com a situação em que o leito principal e o leito de cheia são considerados em separado. Este fenômeno é denominado de efeito cinemático (da designação inglesa "*kinematic effect*"). Os vórtices na interface foram identificados pela primeira vez na década de 60 por Sellin (van Prooijen *et al.*, 2005).

Assumindo que o leito principal e o leito de cheia têm uma largura suficiente, a velocidade média em profundidade e as tensões de arrastamento tendem para um valor constante mas diferente nas duas regiões, originando a camada de mistura na vizinhança das duas regiões (Shiono & Knight, 1991). De acordo com van Prooijen *et al.* (2005) a seção transversal dos rios pode ser dividida em duas zonas uniformes e na zona da camada de mistura, como pode ser observado na Figura 2.8. A troca de quantidade de movimento e de massa nas zonas uniformes é nula enquanto que na camada de mistura os gradientes transversais de velocidade que se encontram presentes nessa zona causam as trocas de quantidade de movimento e de massa.

Ao analisar, de uma forma simplificada, o movimento de um vórtice de eixo vertical pode-se observar a existência de zonas de aceleração e de abrandamento. Na Figura 2.9 encontra-se representado o

esquema de um vórtice de eixo vertical na região de interface, onde se verifica que a componente da velocidade na direção transversal a jusante, que tem o sentido do leito principal para o leito de cheia, aumenta a sua velocidade de forma proporcional com diminuição da profundidade do escoamento, de forma a garantir a continuidade. Do mesmo modo, pode-se afirmar que na zona a montante a velocidade diminui proporcionalmente ao aumento da profundidade (van Prooijen *et al.*, 2005).

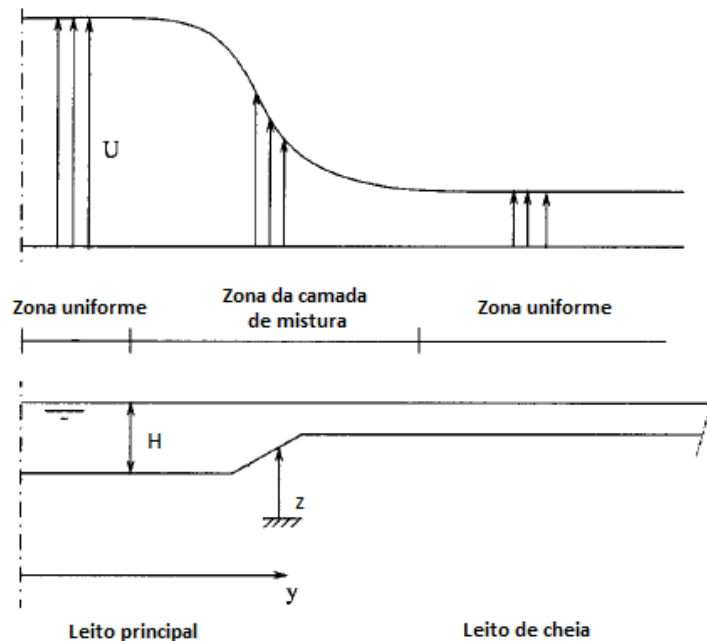


Figura 2.8 – Seção transversal de um canal de seção composta (adaptado de van Prooijen *et al.*, 2005)

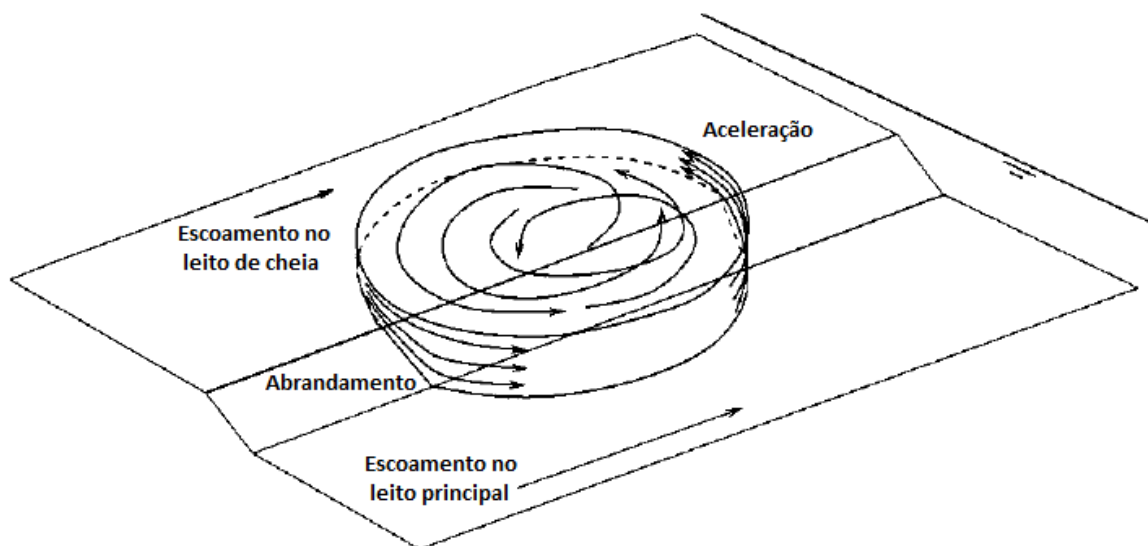


Figura 2.9 – Representação esquemática de um vórtice de eixo vertical na região de interface (adaptado de van Prooijen *et al.*, 2005)

2.3.2. Correntes Secundárias

Na Figura 2.7, também é possível identificar a existência de vórtices de geometria helicoidal e eixo horizontal que se desenvolvem longitudinalmente. Estes vórtices são designados por correntes secundárias e resultam da anisotropia da turbulência e de forças centrífugas geradas no escoamento, sendo, na prática, estruturas difíceis de caracterizar, porque são complexas e variam com o tempo (Nezu, 1994).

De um modo aproximado, pode-se afirmar que o escoamento na direção principal é responsável pelas tensões tangenciais que se geram entre leitos, no controlo dos caudais em situação de cheia e na capacidade de transporte de sedimentos. Por outro lado, as correntes secundárias governam os diversos fenómenos associados com a direção transversal do escoamento no leito principal. Por exemplo, a forte interação que existe entre o escoamento no leito principal (mais rápido) e o escoamento no leito de cheia (mais lento) está diretamente relacionada com as correntes secundárias e as tensões de arrastamento, apesar de serem governadas pelo escoamento na direção principal a distribuição “ondulada” ao longo do perímetro do canal é da responsabilidade das correntes secundárias, é possível identificar a distribuição “ondulada” na Figura 2.7 (Nezu, 1994).

A modelação das correntes secundárias é bastante complicada, porque o número, a posição e a intensidade das células de escoamento secundário são sensíveis à natureza anisotrópica da turbulência em regiões de canto ou perto da superfície livre. De uma forma geral, os padrões das correntes secundárias são influenciados pela forma geométrica da secção transversal (Knight *et al.*, 2007; Sun, 2007).

Shiono & Knight (1989) realizaram medições de correntes secundárias em canais de secção composta, de geometria retangular e trapezoidal (Figura 2.10). Para ambas geometrias destacam-se três células principais, sendo que duas se localizam no leito principal e a outra no leito de cheia. Para o caso da geometria trapezoidal existe uma pequena célula com sentido anti-horário perto da junção entre os dois leitos e outra de maiores dimensões com sentido horário que ocupa a maior parte do leito principal. No leito de cheia observa-se uma célula que se estende por todo o leito com sentido horário, podendo também existir uma célula na região de canto mais afastada do leito de cheia (Sun, 2007).

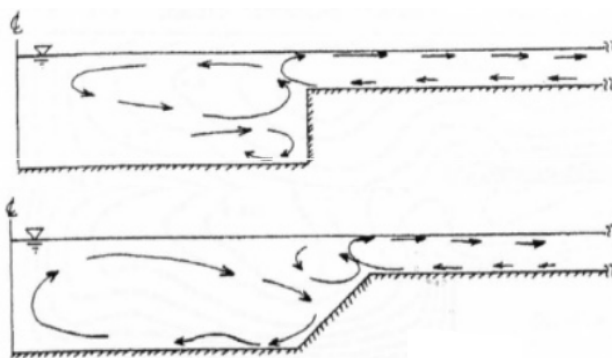


Figura 2.10 – Representação de células de escoamento secundário em canais de secção composta (Sun, 2007)

2.4. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

A presença de estruturas verticais nas margens dos rios naturais afeta significativamente as características hidrodinâmicas do escoamento. Estas estruturas, de um modo geral, provocam a redução da velocidade do escoamento, o que leva conseqüentemente a alterações dos perfis de velocidade média, da distribuição das tensões de Reynolds e das tensões de arrastamento, das correntes secundárias e dos vórtices na interface em comparação com os canais sem estruturas verticais (Nezu & Onitsuka, 2001).

Muitos dos estudos para a quantificação do efeito da presença das estruturas verticais sobre o escoamento consiste na avaliação da força de arrastamento que o escoamento exerce sobre as estruturas (Kim & Stoesser, 2009). Dos diversos estudos efetuados em canais com vegetação, tem-se verificado que a força de arrastamento depende principalmente da geometria, da rigidez, da densidade, da distribuição e do grau de submersão da vegetação, assim como, das condições de escoamento (Kim & Stoesser, 2009; Sun & Shiono, 2009).

A força de arrastamento total divide-se em duas componentes, uma devida à resistência viscosa do escoamento que designa-se por força de arrastamento viscosa e outra componente devido à forma da superfície que se denomina por força de arrastamento de pressão. Na situação de um escoamento paralelo a uma superfície plana, o fluido exerce uma força tangencial sobre a superfície, onde a força de arrastamento total resulta diretamente da ação viscosa do fluido sendo nula a força de arrastamento de pressão. Quando o escoamento se dá em torno de uma superfície que não é paralela à linha de corrente, como por exemplo uma superfície curva, a maior contribuição para a força de arrastamento total provém da força de arrastamento de pressão, que resulta do facto de a pressão não se manter constante sobre a superfície de escoamento, tendo apenas uma pequena contribuição da força de arrastamento de origem viscosa (Massey, 2002).

Assim, a força de arrastamento viscosa é a resultante das tensões de corte sobre a superfície, em cada ponto, e a força de arrastamento de pressão é a resultante das forças que são perpendiculares à superfície, em cada ponto. A soma das duas é conhecida como força de arrastamento total, F_D . Normalmente, a força de arrastamento total é expressa em termo de um coeficiente adimensional, o coeficiente de arrastamento, C_D (Massey, 2002):

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho u^2 S \quad (2.2)$$

em que ρ representa a massa volúmica do fluido, u a velocidade com que o fluido se aproxima do corpo e S representa a área projetada do corpo num plano perpendicular à direção da corrente do fluido.

A densidade de estruturas verticais nas margens do leito principal pode ser expressa como uma relação entre a distância entre duas estruturas consecutivas e o diâmetro das mesmas:

2.4. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

$$a = \frac{s}{D} \quad (2.3)$$

onde s representa a distância entre as hastes e D o diâmetro da haste. Os parâmetros anteriormente identificados podem ser observados na Figura 2.11, onde se representa uma secção composta com estruturas verticais na margem do leito principal.

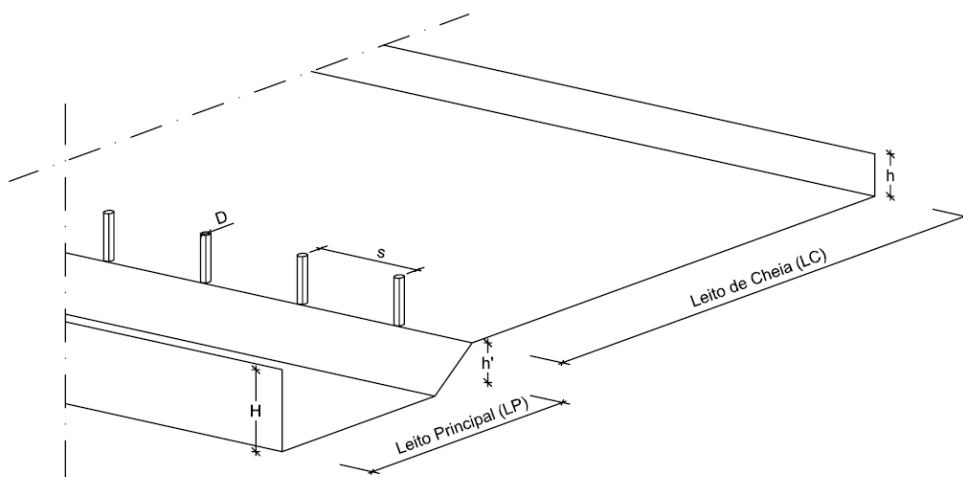


Figura 2.11 – Exemplo de uma secção composta com estruturas verticais na margem do leito principal

De acordo com Landcare Notes (1998), árvores de pequena dimensão encontram-se espaçadas 3 – 4 m e árvores de maiores dimensões tem um espaçamento de 8 – 10 m, que origina um espaçamento entre árvores 10 – 20 vezes o seu diâmetro (Sun & Shiono, 2009).

Sun & Shiono (2009) realizaram medições da velocidade na direção longitudinal num canal de secção composta sem e com uma linha emergente de vegetação ao longo do limite do leito de cheia com duas densidades de vegetação distintas para três alturas relativas de água: 0,24; 0,37 e 0,52. A vegetação foi simulada com recurso a cilindros de madeira com 9 mm de diâmetro e 10 cm de altura, estes foram colocados na interface entre os dois leitos para o espaçamento de 12 e 4 cm ($a = 1,33$ e 0,44, respetivamente). Os resultados obtidos para as situações com vegetação exibem características diferentes das situações sem vegetação. Na Figura 2.12 apresentam-se, apenas, os resultados obtidos para três casos – sem vegetação: case S3; com vegetação: case R3a (menor densidade) e case R3b (maior densidade) para a altura relativa de 0,52.

Para o caso sem vegetação (case S3) pode-se observar uma deformação das isolinhas na interface em direção à superfície livre. Segundo Shiono & Knight (1989) e Tominaga & Nezu (1991), este fenómeno é causado pelas correntes secundárias e pela transferência de quantidade de movimento entre o leito principal e o leito de cheia (Sun & Shiono, 2009).

Nos casos com vegetação (case R3a e case R3b) pode-se verificar que a velocidade longitudinal do escoamento desacelera localmente na interface entre os dois leitos, na região onde se posicionam os

elementos verticais. Os resultados revelam, ainda, que o aumento da densidade da vegetação conduz a uma deslocação do ponto de velocidade máxima no leito principal e do leito de cheia em direção à parede do leito principal (parede do lado esquerdo) e em direção à parede do leito de cheia (parede do lado direito), respetivamente. Este fenómeno é fortemente influenciado pelas correntes secundárias devido à presença da vegetação (Sun & Shiono, 2009).

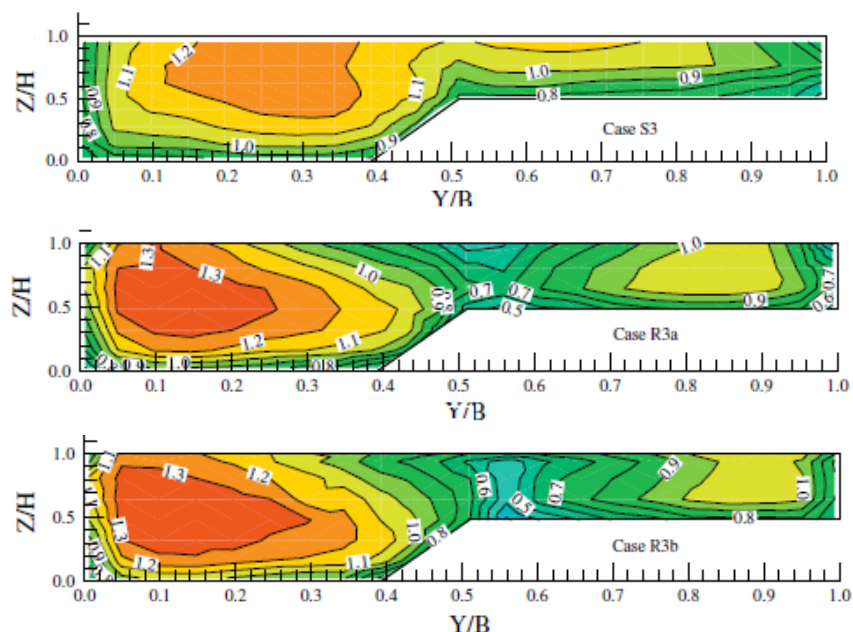


Figura 2.12 – Distribuição da velocidade média normalizada longitudinal (U/U_m) para a situação com altura relativa de 0,52, para o caso sem vegetação (case S3) e para o caso de duas densidades de vegetação (case R3a situação com menor densidade; case R3b situação maior densidade) (Sun & Shiono, 2009)

Em relação à distribuição transversal da velocidade média em profundidade, esta é influenciada de modo significativo pela presença de vegetação. Observa-se uma diminuição local da velocidade na zona onde se posiciona a vegetação. A distribuição de velocidades obtida para o caso com vegetação é bastante diferente do caso sem vegetação, Figura 2.13. Nos canais de secção composta sem vegetação o perfil de velocidade tem apenas um ponto de inflexão enquanto que nos canais de secção composta com uma linha emergente de vegetação, o perfil tem a forma de “V” com dois pontos de inflexão. Estes resultados sugerem que a presença da vegetação nas margens do leito principal impedem a transferência de quantidade de movimento a partir do leito principal em direção ao leito de cheia (Sun & Shiono, 2009; Sanjou & Nezu, 2011).

A Figura 2.14 retrata os vetores de correntes secundárias para a situação sem e com vegetação. Para a situação sem vegetação são visualizadas as típicas correntes secundárias, um escoamento ascendente a partir da interface até à superfície livre. Contudo, na situação com vegetação essas células apresentam maior intensidade e o escoamento ascendente coincide com a localização dos cilindros e não com a interface. Pode-se afirmar, que a presença de vegetação emergente na margem do leito principal pode ter um papel significativo na estrutura turbulenta e na transferência da quantidade de movimento e de massa (Sanjou & Nezu, 2011).

2.4. Descrição do Escoamento em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

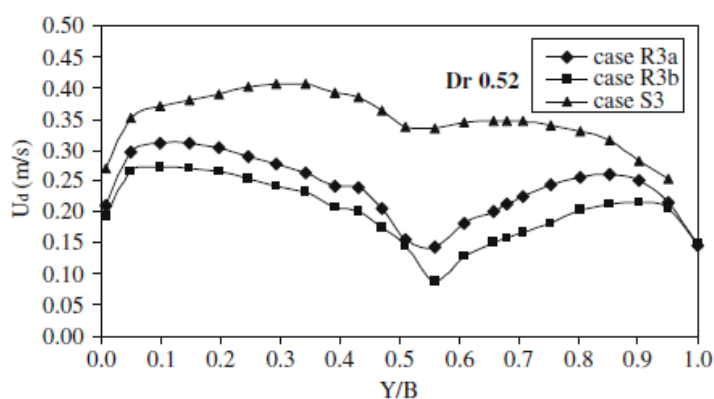


Figura 2.13 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade para a situação com altura relativa de 0,52, para o caso sem vegetação (case S3) e para o caso de duas densidades de vegetação (case R3a situação com menor densidade; case R3b situação maior densidade) (Sun & Shiono, 2009)

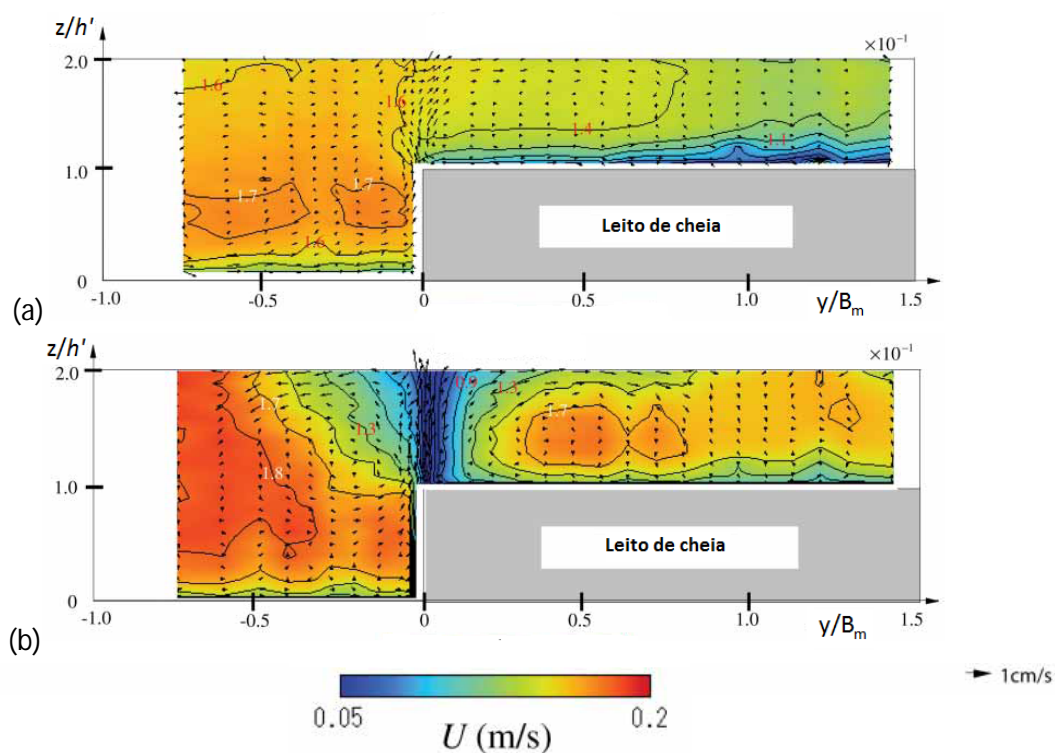


Figura 2.14 – Vetores de correntes secundárias: (a) situação sem vegetação; (b) situação com vegetação (adaptado de Sanjou & Nezu, 2011)

Na Figura 2.15 encontra-se representada a distribuição das tensões de Reynolds na secção transversal para a situação sem e com vegetação. Para a situação sem vegetação, observa-se a existência de uma região de tensões negativas na interface entre o leito principal e o leito de cheia, o que sugere que os vórtices horizontais são acompanhados por elevadas tensões de Reynolds, sendo responsáveis por significativas trocas de quantidade de movimento entre os leitos (Sanjou & Nezu, 2011).

Ao comparar a distribuição das tensões de Reynolds para as duas situações, verifica-se que os resultados obtidos são distintos. O caso com vegetação apresenta uma zona de tensões negativas e positivas junto da vegetação, o que implica que a tensão seja nula na junção e que as trocas de quantidade de movimento entre os dois leitos sejam suprimidas pela vegetação emergente (Sanjou & Nezu, 2011).

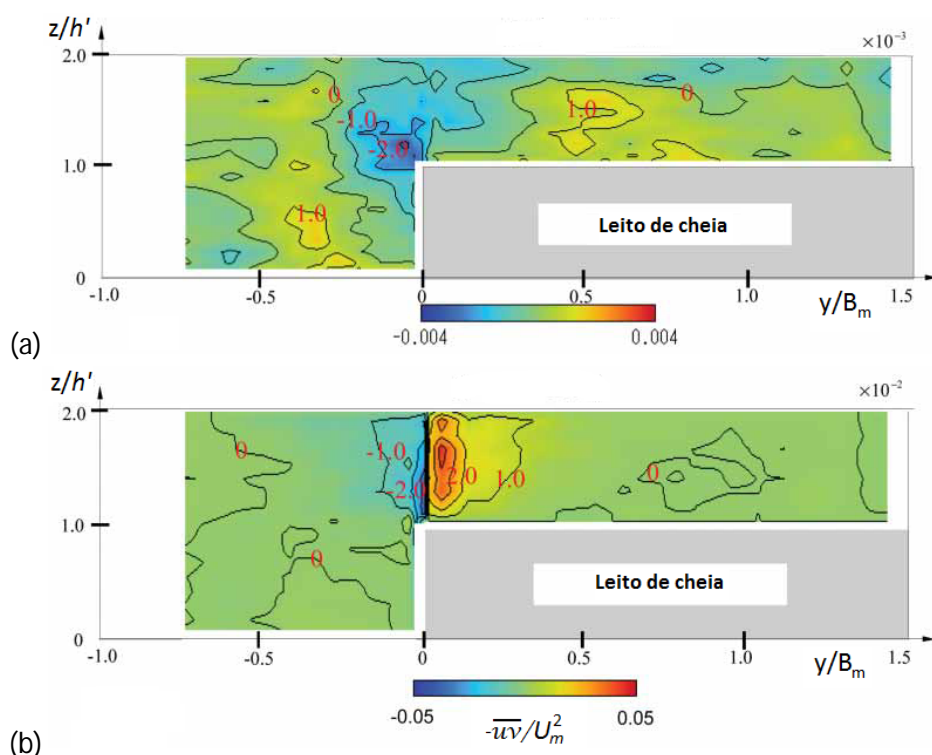


Figura 2.15 – Distribuição das tensões de Reynolds $-\rho \overline{uv}$: (a) situação sem vegetação; (b) situação com vegetação (adaptado de Sanjou & Nezu, 2011)

2.5. Estudos Numéricos Aplicados em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

Do exposto anteriormente constata-se que os escoamentos em canais de secção composta apresentam uma complexa estrutura turbulenta tridimensional. Este fator levou os investigadores a utilizarem modelos tridimensionais para uma melhor compreensão das características dos escoamentos. No entanto, a utilização destes modelos é ainda principalmente uma ferramenta de investigação (Wright, 2001).

Na modelação tridimensional de escoamentos turbulentos, o modelo $k - \varepsilon$ é, de todos os modelos de turbulência, o mais largamente utilizado e validado. Este modelo tem simulado com sucesso resultados para diversos tipos de escoamento sem a necessidade de alteração das constantes do modelo (Wright, 2001). O modelo é capaz de simular adequadamente as principais características do escoamento mas contudo trata-se de um modelo de carácter isotrópico e, consequentemente, tem

2.5. Estudos Numéricos Aplicados em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

um pior comportamento nas regiões onde a turbulência é anisotrópica, regiões onde a hipótese de Boussinesq (viscosidade turbulenta isotrópica) deixa de ser válida (Rodi, 1993).

Para fazer face à necessidade de melhorar a aproximação entre os resultados numéricos e experimentais foi desenvolvido o Modelo de Tensões de Reynolds (RSM). Este modelo baseia-se na resolução das equações de transporte das tensões de Reynolds e permite determinar as tensões anisotrópicas causadas pelo escoamento. De seguida serão apresentados alguns dos estudos numéricos desenvolvidos:

Shih *et al.* (1995) simularam dois escoamentos, ambos com uma complexa estrutura turbulenta, com recurso ao Modelo Algébrico de Tensões (ASM) baseado nas equações do modelo $k - \varepsilon$ com resolução aproximada das tensões de Reynolds. Também, foram realizadas simulações com o modelo $k - \varepsilon$ *standard* com a finalidade de comparar os resultados. A comparação dos resultados mostra que o ASM melhora significativamente a capacidade de previsão de modelos baseados apenas nas equações $k - \varepsilon$, especialmente em escoamentos que envolvem forte separação ou fortes camadas de atrito. Nestas condições, o modelo $k - \varepsilon$ *standard* sobrestima a viscosidade turbulenta e falha na previsão da tensão tangencial, do gradiente de pressão adverso, da separação e da recirculação. O sucesso do ASM reside na formulação da viscosidade turbulenta efetiva que tem em conta a taxa média de deformação. De acordo com o modelo, a viscosidade turbulenta efetiva é diminuída significativamente pela taxa de deformação.

Cokljat & Younis (1995) simularam numericamente os resultados experimentais do *Flood Channel Facility* (FCF) com um modelo de segunda ordem, o Modelo das Tensões de Reynolds (RSM). O RSM foi utilizado para prever o comportamento de um escoamento turbulento totalmente desenvolvido em canais de secção transversal simples e composta. Verificaram que o modelo reproduz com precisão as principais características do escoamento, incluindo o movimento das células de escoamento secundário, em particular, o número, a localização e a intensidade das mesmas. O modelo também reproduz adequadamente a distribuição das tensões de arrastamento no leito principal e no leito de cheia, assim como, a distribuição de velocidade na secção transversal.

Fischer-Antze *et al.* (2001) simularam numericamente a distribuição de velocidade em canais parcialmente cobertos com vegetação; a vegetação foi simulada através de cilindros verticais. As simulações foram realizadas com recurso as equações RANS e com o modelo $k - \varepsilon$, sendo que a fórmula para a força de arrastamento sobre a vegetação foi incluída no termo de fonte das equações RANS. A vantagem deste método é que os efeitos da vegetação são tidos em conta ao longo de toda a profundidade de água, em vez de apenas afetar a velocidade junto ao leito. Foram simulados numericamente dados de três estudos experimentais de forma a testar o modelo. Os estudos experimentais diferem na forma da secção transversal do canal e na densidade e dimensões dos elementos verticais, no entanto, verificou-se uma boa concordância entre os perfis de velocidade numéricos e experimentais.

Neary (2003) simulou um escoamento totalmente desenvolvido com vegetação submersa, as simulações foram realizadas através das equações RANS com o modelo de fecho de turbulência $k - \omega$ modificado para simular a resistência devido à vegetação. O modelo foi validado com as medições experimentais de Shimizu & Tsujimoto (1994). Foram comparados os perfis de velocidade

longitudinal, as tensões de Reynolds e a intensidade turbulenta na direção longitudinal. As comparações entre os dados numéricos e experimentais dos perfis de velocidade e das tensões de Reynolds apresentam uma boa concordância entre si, mas o gradiente de energia pode ter um erro significativo. A intensidade turbulenta também é razoavelmente prevista.

Kang & Choi (2004) aplicaram o RSM na simulação de escoamentos em canais com vegetação, e as simulações foram realizadas para duas condições de vegetação distintas, vegetação submersa e emergente. Também, simularam a situação de um escoamento sem a presença de vegetação para comparação dos resultados. Os resultados foram comparados com dados do modelo $k - \varepsilon$ e ASM, assim como, dados experimentais disponíveis na literatura. Para a situação sem vegetação e para a situação com vegetação emergente, os perfis de velocidade e de tensões de Reynolds obtidos pelos três modelos têm uma boa concordância com os dados experimentais. No entanto, para o perfil da intensidade turbulenta apenas o RSM apresenta boa concordância com os dados experimentais. Relativamente à situação com vegetação submersa o RSM prevê o escoamento médio e as intensidades turbulentas melhor que os outros dois modelos numéricos.

Kang & Choi (2005) simularam numericamente escoamentos em canais de secção composta com vegetação no leito de cheia com recurso ao RSM. Foram simuladas várias densidades de vegetação, onde foi investigado o impacto que a densidade da vegetação tem sobre o campo de escoamento médio e as estruturas turbulentas. Para a validação do modelo foi simulado o campo de escoamento médio e as estruturas turbulentas num canal de secção composta sem vegetação e os resultados foram comparados com os dados experimentais de Tominaga & Nezu (1991), mostrando uma boa concordância entre os dados numéricos e experimentais. Uma vez que para a situação com vegetação não estavam disponíveis dados experimentais, compararam os dados obtidos numericamente com os resultados do ASM de Noat *et al.* (1996). Observaram que a velocidade média do escoamento no leito de cheia diminui e o ponto de velocidade máxima no leito principal desloca-se para a direita (afastando-se do leito de cheia) com o aumento da densidade da vegetação. Verificaram, também, um aumento da intensidade turbulenta e das tensões de Reynolds na interface entre os dois leitos com o aumento da densidade da vegetação. No leito principal, observaram que a isolinha sobre a qual as tensões de Reynolds são nulas, deforma-se e move-se para a direita (afastando-se do leito de cheia) com o aumento da densidade da vegetação. Relativamente às tensões de arrastamento constataram que aumentam suavemente da parede do leito de cheia para a interface entre os leitos onde diminui drasticamente e apresenta uma distribuição parabólica no leito principal. As tensões de arrastamento decrescem no leito de cheia enquanto que aumentam no leito principal com o aumento da densidade da vegetação.

Menter *et al.* (2009) apresentaram e aplicaram duas variantes do Modelo Algébrico Explícito de Tensões de Reynolds (EARSM), baseadas na resolução aproximada das equações de transporte das tensões de Reynolds, a quatro casos de estudo. O objetivo era a identificação da formulação EARSM mais apropriada e simples que permitisse a inclusão dos efeitos de anisotropia. O escoamento sobre uma superfície plana demonstra que o modelo reproduz adequadamente o desenvolvimento da camada limite. Os casos de estudo que simulam a separação do escoamento mostraram que a inclusão da anisotropia traduz numa melhoria significativa dos resultados. Estes têm uma maior concordância com os resultados observados experimentalmente. Os casos de estudos abordados

2.5. Estudos Numéricos Aplicados em Canais de Secção Composta com Estruturas Verticais

foram considerados como uma primeira iteração para a formulação de melhorias dos modelos RANS (Navier-Stokes com médias de Reynolds). Apesar disto, os resultados são encorajadores e demonstram o potencial do EARSM para escoamentos com separação.

Filonovich *et al.* (2010) simularam escoamentos em canais de secção composta com recurso a três modelos: $k - \varepsilon$, *SST* (Modelo de Transporte de Tensões de Corte, que utiliza alternativamente os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$) e EARSM, sendo que os dois primeiros modelos são isotrópicos e o último é anisotrópico. Dos resultados obtidos, concluíram que o modelo anisotrópico permite prever com precisão os perfis verticais na região de interface entre os dois leitos. Observaram que os modelos isotrópicos têm um melhor desempenho no leito principal e que no leito de cheia os três modelos apresentam resultados semelhantes. Na zona de interface entre leitos verificaram que os modelos isotrópicos subestimam as velocidades na interface superior e que sobrestimam as velocidades na interface inferior. Os resultados numéricos da velocidade, dos vetores do escoamento secundário e da ECT (Energia Cinética da Turbulência) revelam a importância da modelação da anisotropia, uma vez que é a responsável pelo escoamento secundário e consequentemente responsável pela deformação das isolinhas de velocidade na região da interface.

Sanjou & Nezu (2011) simularam numericamente com recurso à técnica numérica LES (Simulação de Grande Escala) o escoamento num canal de secção composta com uma linha emergente de vegetação ao longo da margem do leito principal. Os resultados numéricos obtidos representam as típicas estruturas do escoamento observadas no estudo experimental. Na análise do escoamento num plano horizontal, observaram que os dados numéricos reproduzem a região de velocidades reduzidas a jusante da árvore e a diferença de velocidades entre o leito principal e o leito de cheia, mostrando boa concordância com os dados experimentais. Verificaram através dos vetores de velocidade instantânea que, com o uso da técnica numérica LES, é possível reproduzir os vórtices de von Kármán provenientes de cada árvore.

Dos estudos numéricos desenvolvidos constata-se que os modelos anisotrópicos melhoram a capacidade de previsão dos modelos isotrópicos. Os modelos anisotrópicos descrevem com precisão as principais características dos escoamentos, como as correntes secundárias e outras estruturas turbulentas. A precisão dos resultados obtidos através da técnica numérica LES é superior, mas no entanto, esta técnica envolve um elevado esforço computacional e tempo de processamento. Em relação aos modelos isotrópicos, o modelo EARSM contribui, sem significativo aumento do esforço computacional, com algumas melhorias significativas, sendo a principal tratar-se de um modelo anisotrópico e consequentemente ser capaz de reproduzir as células de escoamento secundário.

Capítulo 3

Modelação Matemática

3.1. Considerações Gerais

As soluções analítica e numérica dos problemas de escoamentos turbulentos podem ser obtidas através de vários níveis de aproximação, que produzem uma descrição mais ou menos detalhada das características do escoamento (Piomelli, 1999).

Nos dias de hoje existe uma grande variedade de técnicas numéricas que possibilitam a modelação de escoamentos turbulentos. No entanto, nenhuma dessas técnicas pode ser generalizada e aplicada a todo o tipo de escoamentos (Métais, 2001). As técnicas numéricas para escoamentos turbulentos podem ser classificadas da seguinte forma:

1. Simulação Numérica Direta;
2. Simulação de Grande Escala;
3. Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds.

A Simulação Numérica Direta (DNS) é a técnica mais completa para a resolução de escoamentos turbulentos, consistindo na resolução das equações tridimensionais de Navier-Stokes, através das condições iniciais e das condições de fronteira do escoamento em estudo. A modelação deste tipo de problemas requer que a malha seja suficientemente refinada, com intervalos de tempo relativamente pequenos para que contemple no cálculo os menores vórtices turbulentos e as flutuações mais rápidas (Nezu & Nakagawa, 1993).

Devido ao amplo espectro de energia dos escoamentos turbulentos, que vão desde a macroescala, L_x , até à microescala de Kolmogorov, η , a utilização da DNS limita-se apenas a escoamentos com baixos números de Reynolds, já que o número mínimo de pontos necessários para uma correta resolução do escoamento é proporcional a $Re^{9/4}$ (Nezu & Nakagawa, 1993). Portanto, a solução para escoamentos turbulentos com elevados números de Reynolds é de difícil obtenção, o computador necessita de ser dotado de uma elevada capacidade de memória e de um longo tempo de funcionamento, tornando assim a DNS uma metodologia pouco viável, do ponto vista prático (Lesieur & Métais, 1996).

Em alternativa, de modo a evitar a resolução direta das equações de Navier-Stokes, é prática comum a utilização de simplificações, como são os casos das abordagens: equações de Navier-Stokes Médias

de Reynolds (RANS) e Simulação de Grande Escala (LES), que se tornam mais eficientes na resolução de um escoamento turbulento. Na LES, os movimentos turbulentos instáveis de grandes escalas são resolvidos diretamente com recurso a uma malha mais grosseira (em comparação com a malha utilizada na DNS), enquanto que as escalas menores são modeladas através de modelos simples. Apesar desta simplificação em relação à DNS, a LES continua a ser um processo que envolve um elevado esforço computacional (Cater & Williams, 2008).

A abordagem RANS consiste na aplicação do operador de média temporal às equações instantâneas de Navier-Stokes, sendo necessário para a definição das equações RANS a introdução do conceito de decomposição de Reynolds. A aplicação da média temporal aos termos não lineares das equações de Navier-Stokes origina correlações de segunda ordem, denominadas de tensões de Reynolds, que constituem incógnitas adicionais, transformando assim o problema num sistema de equações aberto. Devido a este facto, para a resolução das equações RANS torna-se necessário relacionar as variáveis principais do escoamento (pressão e as três componentes da velocidade), de modo a prever as tensões de Reynolds e fechar o problema, sendo isso possível com o recurso aos modelos de fecho de turbulência (Nezu, 2005).

Os modelos de fecho de turbulência descrevem de um modo aproximado os escoamentos, fundamentando-se em hipóteses sobre os processos de turbulência que requerem dados empíricos, tanto na forma de constantes como de funções. Com um conjunto de constantes empíricas os modelos tornam-se apenas válidos para um determinado escoamento, ou no melhor dos casos, num conjunto restrito de escoamentos. Um modelo mais universal não é necessariamente o mais adequado para um problema particular, estes tornam-se mais complexos e requerem mais tempo de processamento o que não traduz de uma forma linear melhoria nos resultados (Rodi, 1993).

No presente caso foi adaptada a técnica numérica RANS, sendo aplicados, para fecho da turbulência, o Modelo Algébrico Explícito de Tensões de Reynolds, mais conhecido por *Explicit Algebraic Reynolds Stress Model* (EARSM), e o Modelo $k - \varepsilon$.

3.2. Equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes em conjunto com a equação de conservação da massa são as relações fundamentais para caracterização do movimento tridimensional dos fluidos. As equações de Navier-Stokes fundamentam-se nas equações de conservação da quantidade de movimento com a suposição de que a tensão no interior do fluido é igual à soma do termo da viscosidade e do termo da pressão.

As equações de Navier-Stokes não descrevem a posição do fluido, mas sim a velocidade num determinado ponto no tempo e no espaço. Assim sendo, a solução das equações é denominada de campo de velocidade ou campo de escoamento. Após a resolução do campo de velocidades torna-se possível a obtenção de outros parâmetros importantes, como o caudal, a tensão de arrastamento, entre outras.

3.2. Equações de Navier-Stokes

A dedução das equações de Navier-Stokes inicia-se com a aplicação das equações da conservação da quantidade na forma diferencial, equação (3.1).

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla \sigma + \mathbf{f} \quad (3.1)$$

O primeiro termo da equação (3.1) descreve a variação total da quantidade de movimento no tempo e o termo da direita representa a soma das forças externas, onde \mathbf{u} é a velocidade do escoamento, ρ é a massa volúmica do fluido, p é a pressão, \mathbf{T} é o tensor das tensões desviadoras, \mathbf{f} representa as forças de massa que actuam sobre o fluido por unidade de volume e ∇ é o operador diferencial:

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial}{\partial y}; \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.2)$$

A complexidade matemática das equações de Navier-Stokes reside no facto de serem equações diferenciais parciais não lineares, que ao contrário das equações algébricas, não estabelecem explicitamente uma relação entre as variáveis em estudo, como por exemplo a velocidade e a pressão. A não linearidade deve-se ao termo da aceleração convectiva, equação (3.3), que é a aceleração associada com a mudança de velocidade sobre a posição.

$$\mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \quad (3.3)$$

Qualquer fluxo convectivo, seja turbulento ou não, envolve não linearidade, tornando a maioria dos problemas difíceis ou impossíveis de resolver, sendo o principal contribuinte para a turbulência.

Na equação (3.1), o efeito da tensão no fluido é representado pelos termos ∇p e $\nabla \mathbf{T}$. O gradiente de pressão, ∇p , resulta das tensões normais que aparecem em quase todas as situações, sejam elas dinâmicas ou não. O gradiente do tensor das tensões desviadoras, $\nabla \mathbf{T}$, convencionalmente descreve as forças viscosas, nos escoamentos incompressíveis representa apenas o efeito do atrito.

O tensor das tensões totais é definido de acordo com a equação (3.4):

$$\sigma = -p\mathbf{I} + \mathbf{T} \quad (3.4)$$

onde \mathbf{I} é a matriz identidade 3×3 e a pressão p é igual à média das tensões normais:

$$p = -\frac{1}{3} \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (3.5)$$

O tensor das tensões desviadoras, \mathbf{T} :

$$T_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (3.6)$$

onde δ_{ij} é a função delta de Kronecker, toma o valor de 1 se $i = j$ e o valor de 0 para o caso contrário. A viscosidade é representada por μ , que é o primeiro coeficiente de viscosidade (viscosidade dinâmica ou apenas viscosidade) e λ é o segundo coeficiente de viscosidade, que produz o efeito viscoso associado com a variação de volume. Em líquidos os coeficientes μ e λ relacionam-se, de modo aproximado através da equação (3.7):

$$\lambda \approx -\frac{2}{3} \cdot \mu \quad (3.7)$$

O tensor das tensões para um fluido Newtoniano é deduzido a partir das equações (3.4) a (3.6):

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (3.8)$$

Considerando o fluido incompressível, a equação da conservação da massa é $\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0$. Tornando o significado de λ irrelevante, assim sendo, o tensor das tensões pode ser simplificado:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = -p\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{S} \quad (3.9)$$

onde \mathbf{S} é o tensor da taxa de deformação:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.10)$$

Se o fluido for assumido como incompressível e Newtoniano, o efeito da viscosidade pode ser representado pelo vetor Laplaciano do campo de velocidades, sendo a derivada do gradiente do tensor das tensões desviadoras, $\nabla \mathbf{T}$, transformado em $\mu \nabla^2 \mathbf{u}$, o que implica que a viscosidade Newtoniana seja a difusão da quantidade de movimento.

A partir do pressuposto anteriormente descrito em conjunto com a equação (3.1) as equações de Navier-Stokes podem ser escritas na forma vetorial:

$$\overbrace{\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right)}^{\text{Inércia (por volume)}} = \overbrace{-\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u}}^{\text{Divergência das tensões (por volume)}} + \overbrace{\rho \mathbf{f}}^{\text{Forças de massa (por volume)}} \quad (3.11)$$

onde $\partial \mathbf{u} / \partial t$ é a aceleração local, $\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}$ é a aceleração convectiva, ∇p é o gradiente de pressão, $\mu \nabla^2 \mathbf{u}$ é o termo viscoso e \mathbf{f} representa as forças de massa. Note-se que para fluidos incompressíveis e Newtonianos apenas os termos convectivos são não lineares.

As equações de Navier-Stokes são normalmente apresentadas num sistema de coordenadas cartesianas, para tal substitui-se a equação (3.2) na equação (3.11):

3.3. Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho f_x \quad (3.12)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho f_y \quad (3.13)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \rho f_z \quad (3.14)$$

De uma forma geral, podem ser representada em notação tensorial:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + \rho f_i \quad (3.15)$$

É ainda necessário adicionar às equações anteriormente indicadas a equação da continuidade ou da conservação da massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.16)$$

Nas situações em que os efeitos da temperatura são desprezados é possível simplificar a equação da conservação da massa. Para fluidos incompressíveis ($\rho = \text{constante}$) e escoamentos permanentes tem-se que $\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0$, pelo que em coordenadas cartesianas pode-se escrever:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.17)$$

3.3. Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds

As equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds, também conhecidas como RANS – *Reynolds Averaged Navier-Stokes*, consistem na abordagem mais tradicional para a resolução de escoamentos turbulentos, tratando-se de uma das simplificações mais correntes das equações de Navier-Stokes.

As equações RANS são derivadas a partir das equações instantâneas de Navier-Stokes com a aplicação da decomposição de Reynolds. Esta decomposição descreve a separação da velocidade instantânea u em duas componentes, na componente média U e na componente da flutuação u' . Assim a velocidade instantânea pode ser escrita de acordo com a equação (3.18) (Wilcox, 1994):

$$u(\mathbf{x}, t) = U(\mathbf{x}) + u'(\mathbf{x}, t) \quad (3.18)$$

em que $\mathbf{x} = (x, y, z)$ representa o vetor posição.

Basicamente a simplificação das equações de Navier-Stokes envolve tomar médias temporais nos termos das equações. Para um fluido incompressível e Newtoniano, as RANS podem ser apresentadas do seguinte modo:

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_j U_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) + \rho F_i \quad (3.19)$$

onde o termo que possui o operador “ $\overline{}$ ” encontra-se abrangido pela média temporal ou média de Reynolds. O lado esquerdo da equação (3.19) expressa a mudança média da quantidade de movimento devido à instabilidade média no escoamento e à convecção média do escoamento. Esta transformação é equilibrada pela média temporal das forças de massa (ρF_i); pela tensão isotrópica (P), onde P é a média temporal da pressão; pelas tensões devido à viscosidade ($\mu(\partial^2 U_i / \partial x_j \partial x_j)$); e pelas tensões devidas ao campo de velocidade flutuante, que são denominadas de tensões de Reynolds ($\rho \overline{u'_i u'_j}$).

À primeira vista, ao analisar as equações de Navier-Stokes, equação (3.15), e as RANS, equação (3.19), são bastante semelhantes, no entanto na equação (3.19) é introduzido um novo termo que resulta da aplicação da média temporal, o termo das tensões de Reynolds ($\rho \overline{u'_i u'_j}$).

3.4. Modelos de Fecho de Turbulência

Como referido anteriormente, atualmente, existem diversas abordagens para a resolução dos escoamentos turbulentos. Uma dessas abordagens é a resolução das equações RANS com os modelos de fecho de turbulência. Estes modelos não são mais do que equações suplementares que consideram novas relações entre as variáveis intervenientes no escoamento (Valente, 1982).

Os modelos de fecho de turbulência são convencionalmente classificados de acordo com o número adicional de equações utilizadas para a determinação das variáveis de turbulência, sendo que os principais modelos encontram-se identificados nos pontos que se seguem (Nezu, 2005):

- Modelos Algébricos Simples ou de Zero Equações;
- Modelos de Uma Equação;
- Modelos de Duas Equações;
- Modelos de Tensões de Reynolds;
- Modelos Algébricos de Tensões.

Os três primeiros modelos de fecho da turbulência indicados anteriormente (Modelos Algébricos Simples, Modelos de Uma Equação e Modelos de Duas Equações) empregam o conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq (1877), desenvolvido a partir da hipótese de turbulência

3.4. Modelos de Fecho de Turbulência

isotrópica. O conceito de viscosidade turbulenta relaciona as tensões de Reynolds com os gradientes de velocidade média (Rodi, 1993):

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.20)$$

onde, ν_t é a viscosidade turbulenta e k corresponde à energia cinética turbulenta do escoamento:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^2} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.21)$$

Salienta-se que a viscosidade turbulenta não é uma propriedade do fluido, mas está diretamente relacionada com o estado de turbulência. A equação (3.20) individualmente não constitui um modelo de turbulência mas é um ponto importante para a construção de um, passando o principal problema para a determinação da distribuição da viscosidade turbulenta (Rodi, 1993).

A viscosidade turbulenta pode ser expressa como o produto da escala de velocidade ϑ , e da escala de comprimento l , (Rodi, 1993):

$$\nu_t = \vartheta \cdot l \quad (3.22)$$

Os modelos algébricos simples, também conhecidos por modelos de turbulência de zero equações, são modelos que não envolvem a solução de qualquer equação de transporte para as quantidades de turbulência adicional, sendo as tensões de Reynolds calculadas diretamente a partir das variáveis de escoamento (Rodi, 1993).

Nos modelos algébricos simples a viscosidade turbulenta pode ser especificada por uma constante cujo valor é determinado através de dados experimentais ou pela hipótese do comprimento de mistura que relaciona a viscosidade turbulenta com a velocidade média do escoamento principal e o comprimento de mistura (comprimento sobre o qual existe uma elevada interação de vórtices num escoamento turbulento) (Rodi, 1993).

O modelo mais conhecido foi proposto por Prandtl, em 1925, que considerando um escoamento turbulento bidimensional simples com apenas uma tensão de Reynolds significativa e um gradiente de velocidade, obtêm-se a expressão para a escala de velocidade (Rodi, 1993):

$$\vartheta = l \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (3.23)$$

Ao relacionar a equação (3.23) com a viscosidade turbulenta, equação (3.22) obtêm-se:

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (3.24)$$

onde, l é o comprimento de mistura e z é a coordenada na direção normal ao escoamento.

Os modelos algébricos simples, ou de zero equações, tornam-se por vezes demasiado simples e inadequados para a aplicação em situações gerais, pois assumem que a turbulência é dissipada no mesmo local onde é gerada, desprezando o transporte da turbulência (Rodi, 1993).

De modo a ultrapassar as limitações dos modelos algébricos simples, os modelos de uma e de duas equações quantificam o transporte da turbulência através da resolução de equações diferenciais adicionais. Os modelos de uma equação resolvem uma equação de transporte turbulento, geralmente da energia cinética da turbulência, k (Nezu, 2005).

O modelo de uma equação original é o modelo de Prandtl de uma equação. Na década de 40, Prandtl e Kolmogorov sugeriram que a viscosidade turbulenta, ν_t , seja proporcional à raiz quadrada da energia cinética turbulenta, \sqrt{k} , logo, a viscosidade turbulenta passa a ser dada pela equação (3.25) (Rodi, 1993):

$$\nu_t = C'_\mu \cdot L \cdot \sqrt{k} \quad (3.25)$$

onde C'_μ é uma constante empírica e L é o comprimento de mistura para o movimento em larga escala. A determinação da distribuição de k é possível através da resolução de uma equação de transporte. Para fluidos incompressíveis e elevados números de Reynolds, a equação de transporte de k é dada pela equação (3.26):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_D \frac{k^{3/2}}{L} \quad (3.26)$$

Os modelos de duas equações são os mais largamente utilizados como modelos de fecho de turbulência, sendo os mais completos porque utilizam duas equações de transporte turbulento para determinação da escala de velocidade e da escala de comprimento. Observa-se que a principal diferença entre os modelos de uma e de duas equações é a escala de comprimento, L , sendo por isso possível caracterizar o tamanho dos grandes turbilhões/vórtices que contêm energia, estando sujeita a processos de transporte de uma forma semelhante à energia cinética turbulenta, k . Ao aplicar uma equação de transporte para a escala de comprimento nos modelos de duas equações, a determinação da escala de comprimento pode ser efetuada mesmo em situações de escoamentos complexos (Rodi, 1993).

O modelo de duas equações mais comum foi proposto em 1967 por Harlow e Nakayama, modelo $k - \varepsilon$. A viscosidade turbulenta, ν_t , relaciona-se com a energia cinética turbulenta, k , de acordo com a equação (3.25) e com a taxa de dissipação da turbulência, ε , pela relação de Kolmogorov-Prandtl que é baseada na análise dimensional (Rodi, 1993). Assim, a viscosidade turbulenta é dada por:

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

3.4. Modelos de Fecho de Turbulência

onde C_μ é o produto dos coeficientes C_k e C_D (constantes empíricas).

O modelo $k - \varepsilon$ aplica a equação (3.26) como equação de transporte de k e a equação de transporte de ε definida por:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{P\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.28)$$

Este modelo envolve cinco constantes empíricas (C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k , σ_ε).

Historicamente, foram propostos vários modelos de duas equações. A maioria desses modelos utiliza a energia cinética turbulenta, k , como uma das variáveis, mas diferem na escolha da segunda variável. Wilcox (1994) propôs um novo modelo de duas equações, o modelo $k - \omega$ (Pope, 2000).

Neste modelo, a frequência da turbulência, ω , é usada como segunda variável, sendo que a equação de transporte de ω é deduzida a partir da equação (3.28), onde $\omega \equiv \varepsilon/k$ (Pope, 2000):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + C_{\omega 1} \frac{P\omega}{k} - C_{\omega 2} \omega^2 \quad (3.29)$$

A expressão para a equação de transporte de k e a expressão para a viscosidade turbulenta são as mesmas do que no modelo $k - \varepsilon$, equações (3.26) e (3.27), respetivamente.

O modelo $k - \omega$ envolve também cinco constantes empíricas (C_μ , σ_k , σ_ω , $C_{\omega 1}$, $C_{\omega 2}$).

Uma das vantagens desta formulação é o facto de ser substancialmente mais precisa que a formulação do modelo $k - \varepsilon$ na proximidade das paredes, no entanto, a equação de transporte de ω mostra uma elevada sensibilidade a condições de escoamento livre (Menter *et al.*, 2003).

De modo a ultrapassar este inconveniente, Menter (1994) propôs um modelo de duas equações híbrido, ou seja, um modelo que permuta entre o modelo $k - \varepsilon$ e o modelo $k - \omega$ consoante se trate de uma zona de escoamento livre ou de uma zona de escoamento junto da parede. O modelo de fecho de turbulência denomina-se Modelo *SST* (Modelo de Transporte de Tensões de Corte) (Menter *et al.*, 2003).

No modelo *SST*, a viscosidade turbulenta e a equação de transporte de k são determinadas do mesmo modo que no modelo $k - \omega$ e a equação de transporte de ω é dada por (Pope, 2000):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + (C_{\varepsilon 1} - 1) \frac{P\omega}{k} - (C_{\varepsilon 2} - 1) \omega^2 + \frac{2\nu_t}{\sigma_\omega k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (3.30)$$

Onde o último termo é multiplicado por uma *blending function*. A *blending function* permite efetuar a transição entre os dois modelos, ou seja, toma o valor de zero na proximidade das paredes

(aplicando o Modelo $k - \omega$) enquanto que em zonas mais afastadas das paredes toma o valor da unidade (correspondendo ao Modelo $k - \varepsilon$) (Pope, 2000).

Os modelos de fecho de turbulência atualmente aplicados em simulações são fundamentados no conceito de viscosidade turbulenta. Estes modelos são escolhidos em detrimento de modelos de ordem superior, como por exemplo, o Modelo de Tensões de Reynolds (RSM), porque os modelos de ordem superior necessitam de mais requisitos computacionais e, por vezes, os resultados não traduz uma melhoria significativa. Por sua vez, os modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta são conhecidos por falharem em várias áreas, onde é importante existirem melhorias dos modelos. Assim sendo, o desafio tem passado pela inclusão de mais características importantes para a turbulência (como por exemplo, anisotropia das tensões de Reynolds) sem penalizar demasiado o esforço computacional (Menter *et al.*, 2009).

No RSM a hipótese de Boussinesq é substituída pelas equações de transporte, de forma a ter em consideração a anisotropia das componentes individuais das tensões de Reynolds (Wallin & Johansson, 2000). A equação exata para o transporte das tensões de Reynolds toma a seguinte forma (Rodi, 1993):

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t}}_I + \underbrace{U_l \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l}}_{II} = & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_l} (\overline{u'_l u'_i u'_j})}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u'_i p'}}{\partial x_j} \right)}_{IV} - \\ & - \underbrace{\overline{u'_i u'_l} \frac{\partial U_j}{\partial x_l} - \overline{u'_j u'_l} \frac{\partial U_i}{\partial x_l}}_{IV} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_V - \underbrace{2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_j}{\partial x_l}}_{VI} \end{aligned} \quad (3.31)$$

I – Variação local

III – Difusão turbulenta

V – Pressão

II – Convecção

IV – Produção de tensão

VI – Dissipação

A equação (3.31) descreve seis equações diferenciais parciais, uma para o transporte de cada uma das seis tensões de Reynolds independentes, $\overline{u'_i u'_j}$.

As equações de transporte para as tensões de Reynolds são equações complicadas de resolver que despendem bastante tempo de processamento, principalmente para escoamentos tridimensionais. O RSM pode ser reduzido a um conjunto de equações algébricas, pela introdução de uma aproximação para os termos de transporte. O conjunto das equações algébricas constituem o Modelo Algébrico de Tensões (ASM) que, de forma implícita, determina as tensões de Reynolds como funções de k , ε e dos gradientes de velocidade média; representando, assim, a primeira tentativa de contabilizar a anisotropia das tensões de Reynolds de um modo mais económico. Devido às aproximações envolvidas, os ASM são consequentemente modelos menos precisos que os RSM, mas por causa da sua relativa simplicidade têm sido usados como modelos de fecho de turbulência (Pope, 2000).

3.4. Modelos de Fecho de Turbulência

Um desses modelos de fecho de turbulência é o Modelo Algébrico Explícito de Tensões de Reynolds (EARSIM), que é considerado como um subconjunto de relações constitutivas não lineares em que uma parte da descrição dos processos físicos de ordens elevadas ao nível do RSM é transferida para o nível de modelação dos modelos de duas equações. Como resultado, EARSIM torna-se muito menos exigente do que o RSM do ponto de vista computacional e ao mesmo tempo reproduz algumas características importantes da turbulência, como é o caso da anisotropia das tensões de Reynolds (Menter *et al.*, 2009).

A implementação do modelo EARSIM usada pelo programa comercial ANSYS-CFX é baseada na formulação EARSIM de Wallin e Johansson (2000) na forma dada por Hellsten (2004). As tensões de Reynolds estão relacionadas com o tensor anisotrópico, a_{ij} , através (ANSYS-CFX, 2010):

$$\overline{u'_i u'_j} = k \left(a_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) \quad (3.32)$$

onde o tensor anisotrópico é expresso pelo seguinte polinómio:

$$\begin{aligned} a_{ij} = & \beta_1 S_{ij} + \beta_3 \left(\Omega_{ik} \Omega_{kj} - \frac{1}{3} II_{\Omega} \delta_{ij} \right) + \beta_4 (S_{ik} \Omega_{kj} - \Omega_{ik} S_{kj}) + \\ & + \beta_6 \left(S_{ik} \Omega_{kl} \Omega_{lj} + \Omega_{ik} \Omega_{kl} S_{lj} - \frac{2}{3} IV \delta_{ij} \right) + \\ & + \beta_9 (\Omega_{ik} S_{kl} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - \Omega_{ik} \Omega_{kl} S_{lm} \Omega_{mj}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

S_{ij} e Ω_{ij} representam o tensor da taxa de deformação, equação (3.10), e da vorticidade, respetivamente:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.34)$$

Os coeficientes β , presentes no polinómio (equação (3.33)), são determinados por:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{-N(2N^2 - 7II_{\Omega})}{Q} \\ \beta_3 &= \frac{-12IV}{NQ} \\ \beta_4 &= \frac{-2(N^2 - 2II_{\Omega})}{Q} \\ \beta_6 &= \frac{-6N}{Q} \\ \beta_9 &= \frac{6}{Q} \end{aligned} \quad (3.35)$$

onde o denominador Q é definido por:

$$Q = \frac{5}{6}(N^2 - 2II_\Omega)(2N^2 - II_\Omega) \quad (3.36)$$

Os invariantes que aparecem na formulação do polinómio do tensor anisotrópico e nos coeficientes β (equações (3.33) e (3.35), respetivamente) são definidos como:

$$\begin{aligned} II_S &= S_{kl}S_{lk} \\ II_\Omega &= \Omega_{kl}\Omega_{lk} \\ IV &= S_{kl}\Omega_{lm}\Omega_{mk} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Em escoamentos tridimensionais a equação para resolver a função N é de sexta ordem e nenhuma solução explícita pode ser obtida, no entanto em escoamentos bidimensionais a função N pode ser resolvida por uma equação cúbica e utilizada também para casos tridimensionais:

$$N = \begin{cases} \frac{A_3}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{1/3} + \text{sign}(P_1 - \sqrt{P_2})|P_1 - \sqrt{P_2}|^{1/3}, & P_2 \geq 0 \\ \frac{A_3}{3} + 2(P_1^2 + P_2)^{1/6} \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}}\right)\right), & P_2 < 0 \end{cases} \quad (3.38)$$

onde A_3 é uma constante do modelo e os parâmetros P_1 e P_2 podem ser obtidos do seguinte modo:

$$P_1 = \left(\frac{A_3}{27} + \frac{9}{20}II_S - \frac{2}{3}II_\Omega\right)A_3 \quad (3.39)$$

$$P_2 = P_1^2 - \left(\frac{A_3}{9} + \frac{9}{10}II_S - \frac{2}{3}II_\Omega\right)^3 \quad (3.40)$$

Capítulo 4

Modelação Numérica

4.1. Dinâmica de Fluidos Computacionais

A Dinâmica dos Fluidos Computacionais (CFD) é uma ferramenta para a simulação computacional do comportamento de sistemas que envolvem o escoamento de fluidos, transferência de calor, e outros fenómenos relacionados com processos físicos (ANSYS-CFX, 2010).

Inicialmente, quando os códigos CFD surgiram, eram uma ferramenta usada principalmente em trabalhos de investigação, exigindo a utilização de poderosos computadores e o conhecimento aprofundado na área da dinâmica de fluidos; juntamente com o elevado tempo de processamento que as simulações necessitavam, tornava-se inviável no uso industrial. Atualmente, com o desenvolvimento da tecnologia, é uma técnica bastante abrangente com aplicações desde da aerodinâmica até à medicina (Versteeg & Malalasekera, 2007; ANSYS-CFX, 2010).

Os códigos CFD baseiam-se em algoritmos numéricos que, de um modo geral, têm o objetivo de obter a solução das equações regentes de um determinado processo físico ao longo da região de interesse com a especificação das condições iniciais e de fronteira. Hoje em dia, os programas comerciais de CFD incluem sofisticadas interfaces, onde o utilizador introduz os parâmetros do problema e analisa os resultados. Todos os códigos CFD são constituídos por três elementos principais: pré-processador, algoritmo e pós-processador (Versteeg & Malalasekera, 2007).

No pré-processador, são definidos pelo utilizador todos os parâmetros e variáveis do problema. Mais concretamente, esta fase envolve a definição da geometria da região de interesse (domínio computacional), geração da malha, definição das propriedades dos fluidos, seleção dos fenómenos físicos a modelar e a definição das condições iniciais e de fronteira para a inicialização do modelo (Versteeg & Malalasekera, 2007).

O algoritmo numérico implementado nos códigos CFD pode ser sintetizado em três pontos (Versteeg & Malalasekera, 2007):

- Integração das equações diferenciais parciais sobre todos os volumes de controlo do domínio;
- Discretização das equações, conversão das equações integrais resultantes num sistema de equações algébricas;

- Resolução do sistema de equações algébricas com recurso a um método iterativo.

Nos códigos CFD, a discretização numérica das equações pode ser realizada por diversas técnicas: diferenças finitas, elementos finitos, volumes finitos, métodos lagrangianos. Contém ainda, esquemas numéricos adequados para o tratamento dos fenómenos de transporte, convecção, difusão e da taxa de variação temporal. Esses fenómenos físicos são complexos e não-lineares, sendo necessário recorrer a métodos iterativos, tanto para a resolução do sistema de equações algébricas como para a correta ligação entre a pressão e a velocidade (Versteeg & Malalasekera, 2007).

O pós-processador é a componente dos códigos CFD que é utilizada para analisar e visualizar os resultados. Com a evolução tecnológica introduziram-se novas ferramentas de visualização, sendo que hoje em dia incluem: exibição da geometria e malha em duas e três dimensões, representação gráfica de vetores, representação de gráficos, entre outras opções (Versteeg & Malalasekera, 2007).

O presente trabalho foi elaborado com recurso ao programa comercial ANSYS-CFX 13.0 distribuído pela ANSYS, Inc.

4.2. Estrutura do ANSYS-CFX

De um modo geral, pode-se organizar o ANSYS-CFX em cinco módulos distintos. Na Quadro 4.1 encontram-se indicados os diferentes módulos, assim como, uma breve descrição da sua função, e na Figura 4.1 encontra-se representado um esquema geral do funcionamento do programa onde se podem observar as relações que existem entre os diferentes módulos.

Quadro 4.1 – Estrutura do ANSYS-CFX

Módulo	Função
<i>Geometry</i>	Criação da geometria
<i>Mesh</i>	Geração da malha de cálculo
<i>Setup</i>	Caracterização do domínio computacional; Definição dos esquemas numéricos a utilizar no método de cálculo
<i>Solution</i>	Cálculo com monitorização contínua da sua evolução
<i>Results</i>	Tratamento dos resultados

4.2.1. Definição da Geometria

O *DesignModeler* é o *software* incorporado no ANSYS-CFX especialmente dedicado à elaboração de geometrias. Este *software* permite a construção de qualquer tipo de geometria, assim como, a edição e/ou a modificação de geometrias importadas de programas de desenho assistido por computador.

4.2. Estrutura do ANSYS-CFX

O ambiente de trabalho do *DesignModeler* é bastante intuitivo, permitindo ao utilizador construir de forma expedita esboços bidimensionais (linhas, arcos, retângulos, círculos, entre outras formas geométricas), que depois podem ser convertidas em geometrias tridimensionais.

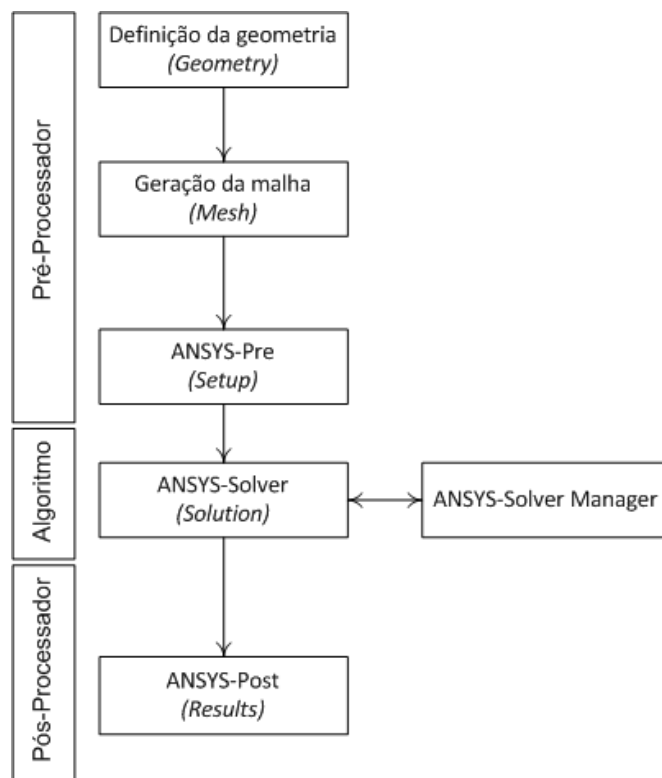


Figura 4.1 – Esquema geral do funcionamento do ANSYS-CFX (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)

4.2.2. Geração da Malha

Depois de definida a geometria, a etapa seguinte prende-se com a geração da malha que é desenvolvida com recurso ao módulo *Mesh*. O ANSYS-CFX executa os cálculos no domínio computacional de uma forma discreta (nos nós da malha), e assim sendo, o objetivo da malha é a decomposição do domínio num número apropriado de elementos de modo a que seja obtida a precisão desejada no resultado. Em geral quanto mais refinada se encontrar a malha, mais precisa é a solução. No entanto, a precisão da solução, o custo computacional requerido e o tempo de cálculo estão diretamente relacionados com o refinamento da malha, tornando-se importante existir um equilíbrio entre a fiabilidade da simulação e os recursos disponíveis. Assim sendo, as malhas ideais são na maior parte das vezes as não uniformes, encontrando-se mais refinadas nas áreas onde ocorrem grandes variações (elevados gradientes das grandezas relevantes no estudo) e a utilização de uma malha mais grosseira nas regiões onde ocorrem pequenas variações (ANSYS-CFX, 2010; Tiago, 2011).

De um modo geral, as malhas podem ser classificadas em dois tipos: malha estruturada (Figura 4.2a) e malha não estruturada (Figura 4.2b). As malhas são consideradas estruturadas quando as arestas

dos elementos de malha formam linhas contínuas; a forma mais comum dos elementos neste tipo de malha é o hexaedro. As malhas estruturadas têm como vantagem a simplificação da matriz do sistema de equações algébricas, pois apresenta uma estrutura regular devido ao facto de cada célula possuir um número fixo de células vizinhas. A desvantagem desta malha encontra-se na sua limitação em termos de aplicação, uma vez que apenas pode ser imposta em geometrias simples. A malha não estruturada, é um tipo de malha mais flexível, tem a versatilidade de se conseguir adaptar sem quaisquer limitações às fronteiras das geometrias mais complexas, tendo como desvantagem a irregularidade da estrutura dos dados, o que leva a um aumento da complexidade da matriz do sistema de equações algébricas. A sua forma mais comum é o tetraedro, mas qualquer outra forma é possível incluir (hexaedros, pirâmides e/ou prismas) (Versteeg & Malalasekera, 2007).

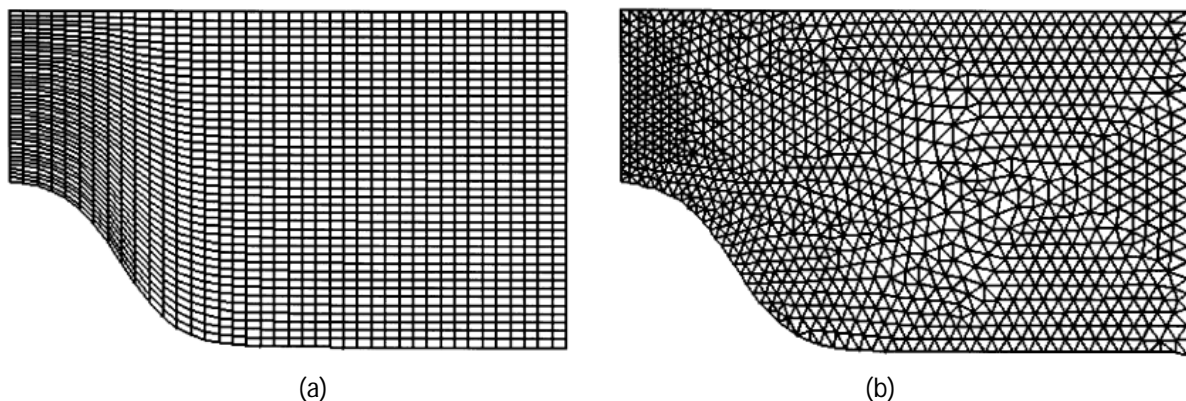


Figura 4.2 – Exemplos de malhas: (a) Malha estruturada; (b) Malha não estruturada (Liu, *et al.*, 2000)

4.2.3. ANSYS-Pre

O módulo ANSYS-Pre, a terceira e última fase do pré-processador, permite ao utilizador de uma forma fácil a definição e caracterização do domínio físico, como é o caso: escolha do tipo de fluido e/ou fluidos, indicação das condições iniciais e das condições de fronteira, o modelo de turbulência e o regime do escoamento. Para isso definem-se parâmetros relacionados com o modelo numérico, como a escolha do esquema numérico para a interpolação convectiva, definição dos critérios de convergência, o número máximo de iterações, passo de tempo, entre outras definições possíveis (ANSYS-CFX, 2010).

Os esquemas numéricos implementados pela ANSYS-CFX (2010) são indicados e expostos com mais pormenor na secção 4.3.

4.2.4. ANSYS-Solver/ANSYS-Solver Manager

Depois de se definir o domínio físico e as condições de simulação no módulo ANSYS-Pre, pode-se iniciar o processamento através do módulo ANSYS-Solver. O módulo ANSYS-Solver encontra-se diretamente ligado ao ANSYS-Solver Manager, onde para além da monitorização da evolução de uma

4.3. Discretização Numérica

variável, de uma função ou dos resíduos, permite elaborar outros tipos de ações, como iniciar/terminar ANSYS-Solver e alterar parâmetros de cálculo (ANSYS-CFX, 2010).

4.2.5. ANSYS-Post

O ANSYS-Post é provido de ferramentas iterativas que permitem o pós-processamento gráfico da solução da simulação. Tendo como características mais importantes: o pós-processamento quantitativo, a possibilidade de o utilizador definir as variáveis e variadas opções de visualização que podem ser controladas pelo utilizador (ANSYS-CFX, 2010).

4.3. Discretização Numérica

4.3.1. Método dos Volumes Finitos

Existem diversos métodos de solução que são aplicados nos códigos CFD, sendo que o mais comum e aquele em que o ANSYS-CFX se baseia, o método dos volumes finitos baseados em elementos (ANSYS-CFX, 2010).

O Método dos Volumes Finitos (MVF) é a técnica aplicada para a discretização das equações. Esta técnica tem na sua base o Método das Diferenças Finitas (MDF), o qual apesar de ter demonstrado ser capaz resolver problemas da mecânica dos fluidos com precisão, apresenta dificuldades quando aplicado em malhas não estruturadas ou curvilíneas, porque toda a sua formulação se baseia num sistema de coordenadas ortogonais (Parxotomo, 2011).

O objetivo desta técnica de discretização é a transformação das equações diferenciais parciais num sistema de equações algébricas, de modo que possam ser resolvidas iterativamente. O processo de discretização divide-se em duas etapas: discretização do domínio computacional e a discretização das equações.

Numa primeira fase, a discretização do domínio computacional é realizada através de uma malha, onde as variáveis de interesse para o problema, como a velocidade e a pressão, se encontram definidas/armazenadas nos nós (vértices da malha). A malha é, então, usada para a construção dos volumes de controlo. Os volumes de controlo são definidos em torno de cada nó da malha, são delineados através da ligação do centróide do elemento da malha aos pontos médios das arestas do mesmo elemento de malha (ANSYS-CFX, 2010). A Figura 4.3 apresenta um volume de controlo numa malha bidimensional.

Após a discretização do domínio, as equações que governam os escoamentos são aplicadas a todos os volumes de controlo, e deste modo, existe uma conservação das propriedades (massa, quantidade de movimento e energia) no volume. Esta característica é satisfeita para todos os volumes de controlo, sendo portanto, válida para todo o domínio computacional.

Na segunda fase do processo, a discretização das equações diferenciais fornece um sistema de equações algébricas que relacionam as variáveis dependentes com os pontos do domínio discretizado.

De um modo geral, as equações da conservação da massa e da quantidade do movimento obedecem a uma equação de transporte geral, se a variável dependente for representada por ϕ a equação é dada por (Patankar, 1980):

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{Termo transiente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_{\text{Termo convectivo}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right)}_{\text{Termo de difusão}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{Termo fonte}} \quad (4.1)$$

onde Γ_ϕ é o coeficiente de difusão associado à variável ϕ .

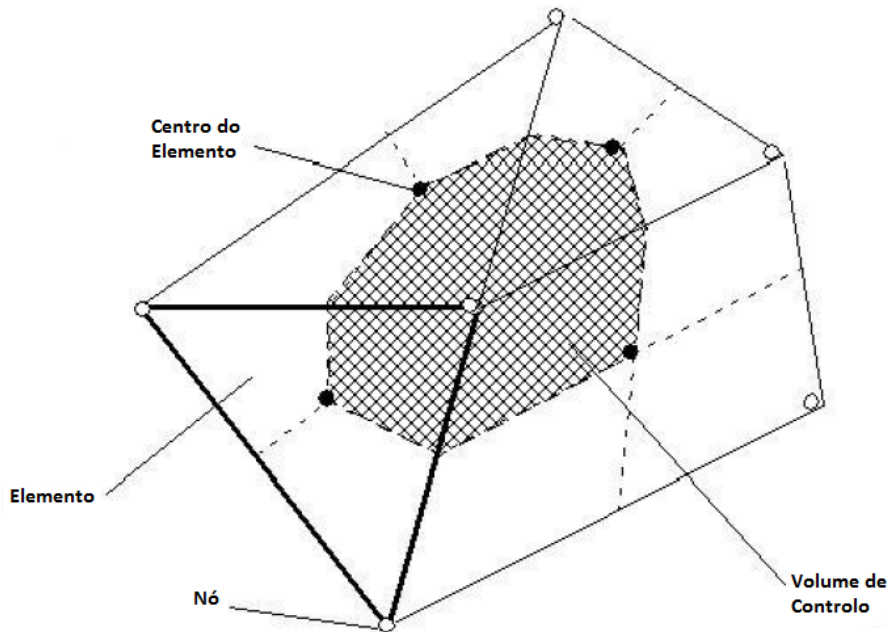


Figura 4.3 – Definição de volume de controlo (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)

A equação (4.1) é integrada sobre cada volume de controlo e através do Teorema da Divergência ou de Gauss os integrais de volume são convertidos em integrais de superfície (ANSYS-CFX, 2010):

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) dV + \int_S \rho u_j \phi dn_j = \int_S \Gamma_\phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi \cdot dV \quad (4.2)$$

onde V e S representam respetivamente, o volume e a superfície da região de integração e dn_j são as componentes diferenciais cartesianas do vetor normal à superfície exterior.

4.3. Discretização Numérica

Os integrais de volume e de superfície são discretizados para um dado volume de controlo, sendo que os integrais de volume são discretizados para cada setor do elemento e posteriormente acumulados para o volume de controlo a que pertencem e os integrais de superfície são discretizados nos pontos de integração, os quais se encontram no centro de cada superfície do volume de controlo (Figura 4.4) (ANSYS-CFX, 2010).

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)V}_{\text{Termo transiente}} + \underbrace{\sum_{ip} \dot{m}_{ip}\phi_{ip}}_{\text{Termo convectivo}} = \underbrace{\sum_{ip} \left(\Gamma_{\phi} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \Delta n_j \right)_{ip}}_{\text{Termo de difusão}} + \underbrace{\overline{S_{\phi}}V}_{\text{Termo fonte}} \quad (4.3)$$

com:

$$\dot{m}_{ip} = (\rho u_j \Delta n_j)_{ip} \quad (4.4)$$

onde o índice ip indica o ponto de integração, \dot{m}_{ip} representa o fluxo de massa através de uma superfície do volume de controlo, ϕ_{ip} denota o valor de ϕ no ponto de integração, Δn_j representa o vetor de superfície discreto exterior, V é o volume de controlo e $\overline{S_{\phi}}$ é o valor médio do termo fonte de todo o volume de controlo.

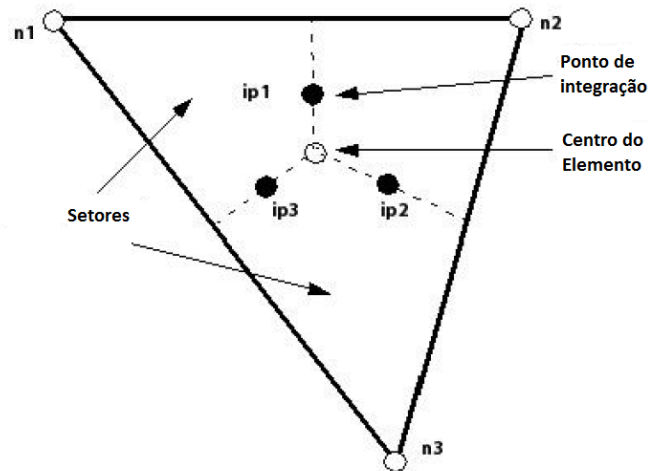


Figura 4.4 – Identificação dos pontos de integração e dos setores num elemento de malha (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)

Os valores da variável dependente ϕ são conhecidos nos centros dos volumes de controlo (na Figura 4.4 encontram-se identificados por n_1 , n_2 e n_3). No entanto, de acordo com a equação (4.3) para a avaliação de alguns dos termos torna-se fundamental o conhecimento dos valores de ϕ nos pontos de integração, ϕ_{ip} . Para tal, é necessário a aplicação de técnicas de interpolação.

De acordo com ANSYS-CFX (2010), são usadas funções de forma para avaliar as derivadas espaciais dos termos de difusão. A interpolação convectiva, dá origem a valores da variável dependente nos

pontos de integração, e assim sendo, o esquema numérico implementado pode ser representado da seguinte forma:

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (4.5)$$

onde ϕ_{up} é o valor de ϕ do nó que se encontra a montante; β é o fator de ponderação, varia entre $[0,1]$; $\nabla \phi$ é o gradiente do volume de controlo; e $\Delta \vec{r}$ é um vetor que liga o nó ao ponto de integração ip . Escolhas particulares de β e de $\nabla \phi$ levam a diferentes esquemas, no presente caso os esquemas utilizados foram o esquema *1st Order Upwind Differencing* e o esquema *High Resolution*.

- **Esquema *1st Order Upwind Differencing***

No esquema *1st Order Upwind*, o valor de ϕ na interface é igual ao valor de ϕ do nó que se encontra a montante da face (Patankar, 1980).

$$\beta = 0 \Rightarrow \phi_{ip} = \phi_{up} \quad (4.6)$$

Este esquema proporciona um desempenho mais robusto do ANSYS-CFX, mas sofre de difusão numérica não sendo recomendado para a obtenção de resultados finais (ANSYS-CFX, 2010).

- **Esquema *High Resolution***

No esquema *High Resolution* os valores do fator de ponderação, β , variam ao longo do domínio sendo calculado um valor de β para cada nó da malha. Em regiões com baixos gradientes, o valor de β é próximo da unidade, aumentando a precisão, enquanto para regiões onde os gradientes mudam drasticamente β é próximo de 0, de modo a manter robustez (ANSYS-CFX, 2010).

De acordo com equação (4.1), em regime variável esta deve ser integrada no espaço e no tempo. Para os termos temporais, o esquema implementado pela ANSYS-CFX (2010) é o *First Order Backward Euler*. Neste esquema a derivada temporal é discretizada do seguinte modo:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) \cdot dV = \left(\frac{\rho \phi - \rho^\circ \phi^\circ}{\Delta t} \right) \cdot V \quad (4.7)$$

onde índice $^\circ$ refere-se aos valor do passo de tempo anterior e Δt representa o valor do passo de tempo.

4.3.2. Acoplamento entre a Pressão e a Velocidade (*Pressure-Velocity coupling*)

As equações RANS, equação (3.19), e a equação da conservação da massa, equação (3.17), são casos particulares da equação de transporte geral, equação (4.1). A dificuldade na resolução deste sistema de equações reside em dois pontos: o primeiro provém do facto de o termo convectivo das equações RANS ser não linear (nas equações RANS a variável dependente ϕ é substituída por u_i), sendo necessário recorrer a um método iterativo para a resolução dos sistemas de equações lineares; o segundo ponto é o facto de todas as equações (equações RANS e a equação da continuidade) se encontrarem fortemente associadas, porque em todas as equações aparece a componente da velocidade. O problema mais complexo de resolver é o termo de pressão que aparece no termo fonte das equações RANS. Como não existe nenhuma equação para a obtenção da pressão, o campo de pressão é determinado indiretamente através da satisfação da equação da conservação da massa (Versteeg & Malalasekera, 2007).

Se o campo de pressão correto for inserido na equação da conservação da quantidade de movimento, então a sua solução resulta num campo de velocidades que satisfaz a equação da conservação da massa, caso contrário, o campo de pressões é corrigido e o processo repete-se até a equação da conservação da massa seja verificada. Uma das metodologias baseadas neste princípio é o algoritmo SIMPLE proposto por Patankar (1980) onde, para a resolução do acoplamento entre a pressão e a velocidade, se exige a utilização de um esquema de malha desfasada e o sistema de equações é resolvida de uma forma segregada (Versteeg & Malalasekera, 2007).

No entanto, o ANSYS-CFX utiliza um esquema de malha co-localizado, tal que os volumes de controlo são idênticos para todas as equações de transporte, ou seja, os valores de todas as variáveis são calculados nos centros dos volumes de controlo. A resolução dos sistemas de equações lineares é realizado de um modo acoplado. O desacoplamento entre a pressão e a velocidade é impedido pela utilização de um esquema baseado na interpolação de Rhie e Chow (ANSYS-CFX, 2010; Ferreira *et al.*, 2011).

Assim sendo, refere-se que todo o processo de discretização das equações mencionado até este ponto é válido para as equações de RANS, mas no entanto, a discretização do gradiente de pressão envolve a avaliação do valor da pressão nos pontos de integração, do mesmo modo que realizado para os termos de difusão, a interpolação do termo de pressão entre o nó da malha e os pontos de integração é efetuada através das funções de forma (ANSYS-CFX, 2010).

A expressão que representa o fluxo de massa através de uma superfície do volume de controlo, equação (4.4), que faz parte do termo convectivo, deve ser discretizada cuidadosamente de forma a levar ao adequado acoplamento entre a pressão e a velocidade. Como afirmado por Patankar (1980), os métodos co-localizados podem levar a um campo de pressão desacoplado. Rhie e Chow (1982) propuseram uma discretização alternativa para o escoamento, evitando o desacoplamento, e esta foi modificada por Majumdar (1988) para remover da solução em regime permanente a dependência do passo de tempo (ANSYS-CFX, 2010).

Assim sendo, o ANSYS-CFX adota uma estratégia semelhante, onde aplica uma equação da conservação da quantidade do movimento para cada ponto de integração, obtém-se uma expressão para a velocidade de convecção (ANSYS-CFX, 2010):

$$u_{i,ip} = \hat{u}_{i,ip} + f_{ip} \left(\left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right)_{ip} - \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} \right)_{ip} \right) - c_{ip} f_{ip} (u_{i,ip}^o - \hat{u}_{i,ip}^o) \quad (4.8)$$

Onde:

$$f_{ip} = \frac{d_{ip}}{1 - c_{ip} d_{ip}} \quad (4.9)$$

$$d_{ip} = -\frac{V}{A} \quad (4.10)$$

$$c_{ip} = \frac{\rho}{\Delta t} \quad (4.11)$$

A é a aproximação do coeficiente central da equação da conservação da quantidade de movimento excluindo o termo variável, os termos abrangidos pelo operador " $\hat{}$ " representam a média dos vértices adjacentes ao ponto de integração.

4.3.3. Sistemas de Equações Lineares

Da aplicação do MVF surge um sistema de equações lineares, este sistema representa as equações de conservação na forma discreta, que pode ser representado na seguinte forma (ANSYS-CFX, 2010):

$$\sum_{nb} a_i^{nb} \cdot \phi_i^{nb} = b_i \quad (4.12)$$

onde ϕ_i é a variável dependente; b_i é o termo independente; a_i são os coeficientes da equação; i identifica o número do volume de controlo ou do nó em questão; e nb significa vizinhança (*neighbor*), mas também inclui o coeficiente do nó central multiplicado pela i -ésima posição.

Para o conjunto de equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, para cada nó o sistema de equações resulta numa matriz (4x4) e num vetor (4x1) (ANSYS-CFX, 2010):

4.3. Discretização Numérica

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (4.13)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (4.14)$$

$$\phi_i^{nb} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (4.15)$$

O tratamento das equações de forma acoplada, ou seja, como um único sistema de equações, traz vantagens em comparação com as abordagens segregadas, este processo torna-se mais eficiente, robusto e simples. Estas vantagens todas combinadas fazem com que a solução numérica acoplada seja uma ferramenta poderosa para qualquer código CFD, tendo como principal desvantagem a elevada necessidade de armazenamento (ANSYS-CFX, 2010).

A solução de cada conjunto de equações baseia-se em duas operações numéricas (ANSYS-CFX, 2010):

1. Geração dos coeficientes: as equações não-lineares são linearizadas e inseridas na matriz principal;
2. Solução das equações: as equações lineares são resolvidas usando o método *Multigrid*.

A técnica de fatorização, *Multigrid* (MG) *accelerated Incomplete Lower Upper* (ILU) para a resolução do sistema de equações lineares, é um processo iterativo onde a solução das equações é aproximada durante o decurso de várias iterações. A convergência do processo iterativo é verificada em cada iteração, o resíduo máximo ou o RMS (*Root Mean Square*) de cada variável é comparado com o resíduo alvo. Quando o valor dos resíduos de cada variável é menor que o critério de paragem (resíduo alvo) aplicado, o processo iterativo é terminado. De acordo com ANSYS-CFX (2010), um valor de 1×10^{-4} para o RMS é considerado de razoável como critério de paragem. No presente caso aplicou-se o valor de 1×10^{-6} para o RMS como critério de paragem.

O método *Multigrid*, adoptado no presente estudo, melhora o comportamento de convergência das técnicas de inversão de matrizes. É um processo iterativo que consiste na realização das iterações iniciais numa malha refinada (malha original), com a realização das iterações posteriores em malhas progressivamente mais grosseiras, sendo que os resultados obtidos a partir da malha mais grosseira são transferidos para a malha original (ANSYS-CFX, 2010).

Do ponto de vista numérico é uma abordagem vantajosa. Os processos iterativos, normalmente, apenas são eficientes na redução de erros que têm o “comprimento de onda” da ordem do

espaçamento da malha. Isto é, enquanto erros com um pequeno “comprimento de onda” desaparecem rapidamente, erros com um “comprimento de onda” da ordem do domínio podem levar muito tempo a desaparecer. O método *Multigrid* contorna esse problema ao usar uma série de malhas grosseiras, de modo a que os erros com um grande “comprimento de onda” apareçam como erros com um pequeno “comprimento de onda” relativamente ao espaçamento da malha (ANSYS-CFX, 2010).

Para prevenir a necessidade de a geometria ter uma série de espaçamentos de malha diferentes, ANSYS-CFX (2010) utiliza o método *Algebraic Multigrid*. Forma um sistema de equações discretas para uma malha grosseira através da soma das equações da malha refinada, resultando no engrossamento virtual do espaçamento da malha durante o decurso das iterações e depois a re-refinação da malha para a obtenção de solução precisa.

ANSYS-CFX (2010) implementa um caso particular do método *Algebraic Multigrid*, denominado de *Additive Correction* (Correção aditiva). Como as equações discretas representam a conservação das quantidades sobre cada volume de controlo, as equações para a malha grosseira podem ser criadas pela junção dos volumes de controlo originais para a criação de volumes de controlo de maiores dimensões (Figura 4.5).

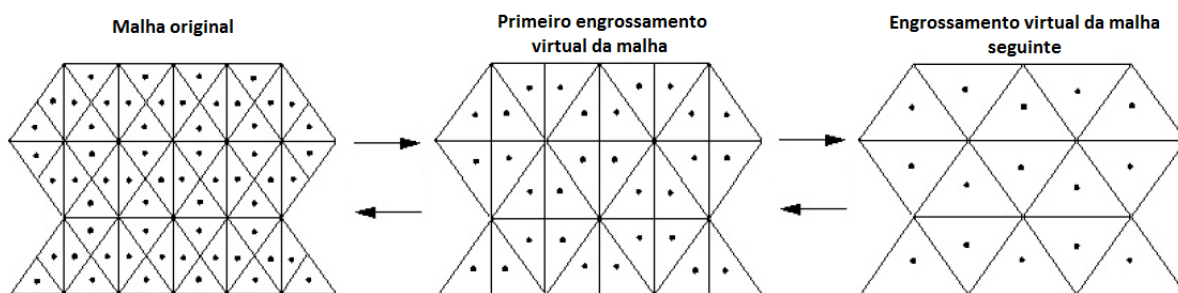


Figura 4.5 – Representação esquemática do método *Algebraic Multigrid* (adaptado de ANSYS-CFX, 2010)

4.4. Condições de Fronteira

Para a correta modelação numérica do escoamento torna-se necessário a definição das condições de fronteira adequadas para o problema. Um escoamento turbulento pode ser delimitado por uma parede sólida e por uma superfície livre. Quando os escoamentos são simétricos, existe a possibilidade de apenas uma parte do domínio de cálculo ser modelado, de modo a reduzir o esforço computacional, onde a linha ou o plano de simetria passa a ser uma fronteira. A fronteira por onde é admitido o escoamento designa-se por *inlet* e a fronteira por onde sai é denominada por *outlet*.

As condições de fronteira encontram-se bem definidas no ANSYS-CFX. A simulação dos escoamentos junto das paredes sólidas é realizada com recurso às funções de parede (*wall functions*). Nesta abordagem a subcamada viscosa não é resolvida, isso exigiria um elevado refinamento da malha junto da parede o que levaria a tempos computacionais incontroláveis. Em vez disso, são usadas as

4.4. Condições de Fronteira

funções de parede, estas usam a lei logarítmica, equação (4.16), para descrever a velocidade do fluido ao longo da região da parede (ANSYS-CFX, 2010).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + C \quad (4.16)$$

u^+ e z^+ são parâmetros adimensionais e representam respetivamente, a velocidade junto da parede e a distância z a partir do primeiro nó para a parede, κ é a constante de von Kármán e C é uma constante aditiva.

$$u^+ = \frac{u}{u_*} \quad (4.17)$$

$$z^+ = \frac{z \cdot u_*}{\nu} \quad (4.18)$$

onde u_* denota a velocidade de atrito junto ao leito e é definida pela equação (4.19):

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.19)$$

τ_w é a tensão de arrastamento na parede.

Nas superfícies sólidas impõe-se a condição de parede com aderência (*no-slip wall*), de forma a garantir que tanto a componente da velocidade normal como tangencial seja nula. Para a condição de fronteira da superfície livre foi considerada uma condição de parede sem aderência (*free-slip wall*) que corresponde a assumir a velocidade normal e as componentes da tensão tangencial como nulas.

Entre a entrada e a saída do canal foi aplicada uma condição de fronteira periódica. Este tipo de condições de fronteira surgem devido a um diferente tipo de simetria do problema, são aplicadas em situações onde devido às propriedades geométricas do escoamento, as variáveis tem o mesmo valor em pontos distintos do domínio computacional. Considerando como simplificação que as medições experimentais foram realizadas num troço onde o escoamento se encontrava totalmente desenvolvido, tornou-se possível a simulação de apenas um troço do canal, onde se atribui o valor das variáveis do escoamento na fronteira *outlet* aos correspondentes pontos na fronteira *inlet*. A utilização de uma condição de fronteira periódica permite adotar um domínio computacional mais curto e consequentemente reduzir o esforço computacional.

No Capítulo 5 será indicado com maior pormenor a localização de cada condição de fronteira.

Capítulo 5

Descrição da Simulação/Modelação

5.1. Considerações Gerais

Pretende-se simular numericamente as condições de escoamento de um canal de secção composta com estruturas verticais nas margens do leito principal. Como referido no Capítulo 4 – Modelação Numérica, o programa comercial utilizado para a simulação tridimensional do escoamento é o ANSYS-CFX 13.0, distribuído pela ANSYS, Inc. As simulações foram realizadas por dois modelos de fecho de turbulência, um modelo isotrópico, modelo $k - \varepsilon$, e por um modelo anisotrópico, modelo EARSM.

Como a simulação numérica de um escoamento tridimensional ainda não é uma ferramenta que substitua os estudos experimentais, a combinação das duas técnicas é fundamental para uma melhor compreensão do comportamento do escoamento e para a calibração e validação de modelos numéricos. Assim sendo, o escoamento simulado numericamente no presente trabalho tem as mesmas características do estudo experimental efetuado no Laboratório de Hidráulica da UBI (Azevedo *et al.*, 2012), de modo a que posteriormente os dados numéricos e experimentais possam ser comparados e o modelo numérico validado.

Neste capítulo, para além de serem indicadas as características do estudo experimental, pretende-se descrever todo o processo da simulação, incluindo as simplificações efetuadas no domínio computacional do modelo, as condições de fronteira aplicadas e as características da malha utilizada, assim como todas as condições da simulação.

5.2. Estudo Experimental

O canal de secção composta modelado é o canal experimental existente no Laboratório de Hidráulica da UBI. Trata-se de um canal de secção composta trapezoidal assimétrica com 0,795 m de largura, 10 m de comprimento e uma inclinação longitudinal de 0,1 %. A secção transversal do canal, como representado na Figura 5.1, é constituída pelo leito principal e por um leito de cheia, sendo que a transição do leito principal para o leito de cheia é efetuada por um painel de inclinação constante, com um ângulo de 45° (Azevedo *et al.*, 2012). As estruturas verticais são representadas por cilindros

de aço inox com eixo vertical que intercetam toda a altura do escoamento, com o diâmetro constante de 0,01 m, fixos na extremidade do leito de cheia ao longo de todo o canal, Figura 5.1b.

No escoamento simulado experimentalmente o afastamento entre dois cilindros consecutivos é de 1,00 m, com o caudal aproximado de 87 m³/h o que corresponde a uma altura relativa aproximada de 0,50. O caso de estudo apresenta uma relação entre o espaçamento e o diâmetro dos cilindros de $a = 100$.

As medições experimentais foram realizadas em três secções transversais distintas, sendo que cada uma delas tem uma posição relativa diferente em relação aos cilindros, a primeira secção transversal onde foram realizadas as medições localiza-se imediatamente após o cilindro (0,02 m a jusante do centro do cilindro), a segunda localiza-se a meia distância entre dois cilindros e, por fim, a terceira secção transversal localiza-se imediatamente antes do cilindro (0,02 m a montante do centro do cilindro). As condições do estudo experimental encontram-se sintetizadas na Quadro 5.1.

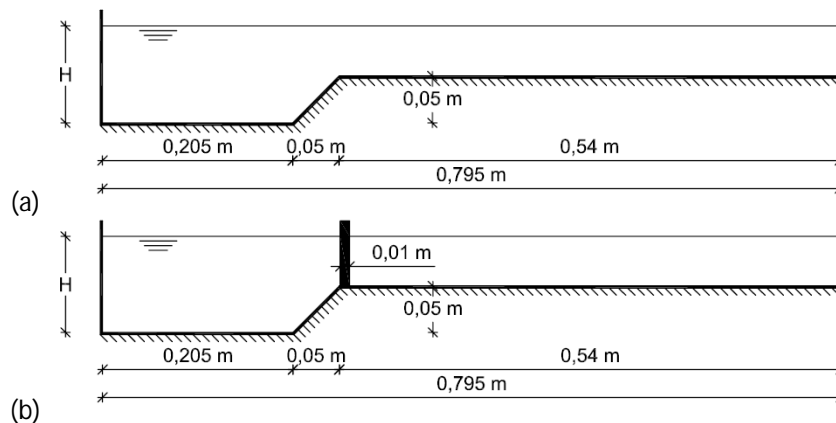


Figura 5.1 – Dimensões das secções transversais do canal experimental: (a) sem cilindros; (b) com cilindros

Quadro 5.1 – Resumo das condições do estudo experimental

Afastamento entre dois cilindros consecutivos [m]	D [m]	a [-]	Q [m³/h]	H [m]	h_r [-]	Distância desde a entrada do canal às secções transversais de medições [m]
1,00	0,01	100	86,80	0,1034	0,50	8,77 (Após o cilindro) 9,25 (Entre cilindros) 9,73 (Antes do cilindro)

A componente longitudinal da velocidade instantânea do escoamento foi medida com recurso a um sistema *Laser Doppler Velocimeter*. As alturas de água foram medidas com recurso a hidrómetros de ponta direita e sondas acústicas. O caudal total foi medido através de um medidor electromagnético instalado na conduta de recirculação do canal (Azevedo *et al.*, 2012).

5.3. Estudo Numérico

5.3.1. Domínio Computacional

Com o objetivo de reduzir o esforço computacional e tendo em conta que as medições experimentais foram realizadas em secções transversais onde o escoamento se encontra totalmente desenvolvido, foi possível adotar um domínio computacional de menor comprimento impondo-se uma condição de fronteira periódica entre a entrada e a saída do canal. O domínio computacional modelado foi reduzido para 2,00 m de comprimento.

O comprimento do domínio foi escolhido em função das secções transversais onde foram realizadas as medições experimentais. Como indicado na Quadro 5.1, as secções transversais em estudo encontram-se posicionadas entre dois cilindros consecutivos, cujo afastamento é de 1,00 m, optando-se assim, pela simulação com dois cilindros, conforme o apresentado na Figura 5.2.

O canal possui uma inclinação longitudinal que foi considerada na componente do peso.

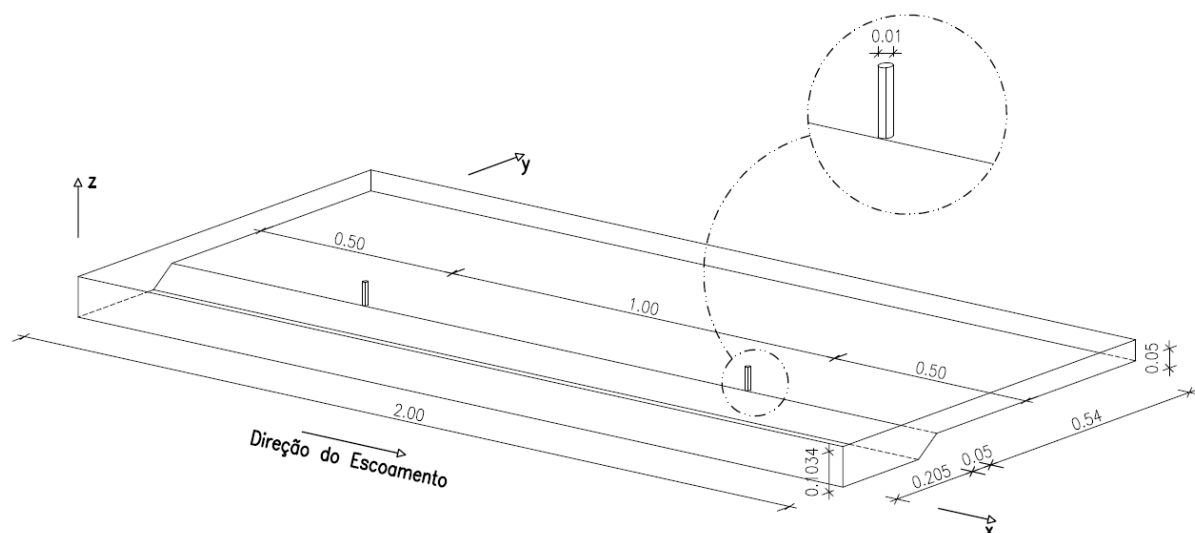


Figura 5.2 – Dimensões do domínio computacional [m]

A condição de fronteira periódica localiza-se entre a entrada e a saída do canal (Figura 5.3a). Na simulação foi considerado o escoamento como monofásico, isto é, o escoamento simulado é apenas composto pelo fluido água. Para esta situação, a superfície livre do escoamento foi modelada com sendo uma condição de parede sem aderência (*free-slip wall*), Figura 5.3b. Na superfície sólida localizada à esquerda do leito principal foi imposta uma condição de parede com aderência (*no-slip wall*) com acabamento liso, optou-se por esta condição de fronteira pelo facto de no canal experimental esta parede ser constituída por vidro, Figura 5.3c, enquanto, no fundo do canal e na parede localizada à direita do leito de cheia foi estabelecida uma condição de parede com aderência (*no-slip wall*) com acabamento rugoso (0,000348 m), Figura 5.3d. Nos cilindros foi aplicada uma condição de parede com aderência (*no-slip wall*) com acabamento liso (Figura 5.3c).

Inicialmente o canal encontra-se composto pelo fluido água e como condição inicial de escoamento tem-se a imposição da velocidade longitudinal inicial de 0,4469 m/s na fronteira *inlet* do modelo em ambos os leitos (leito principal e leito de cheia).

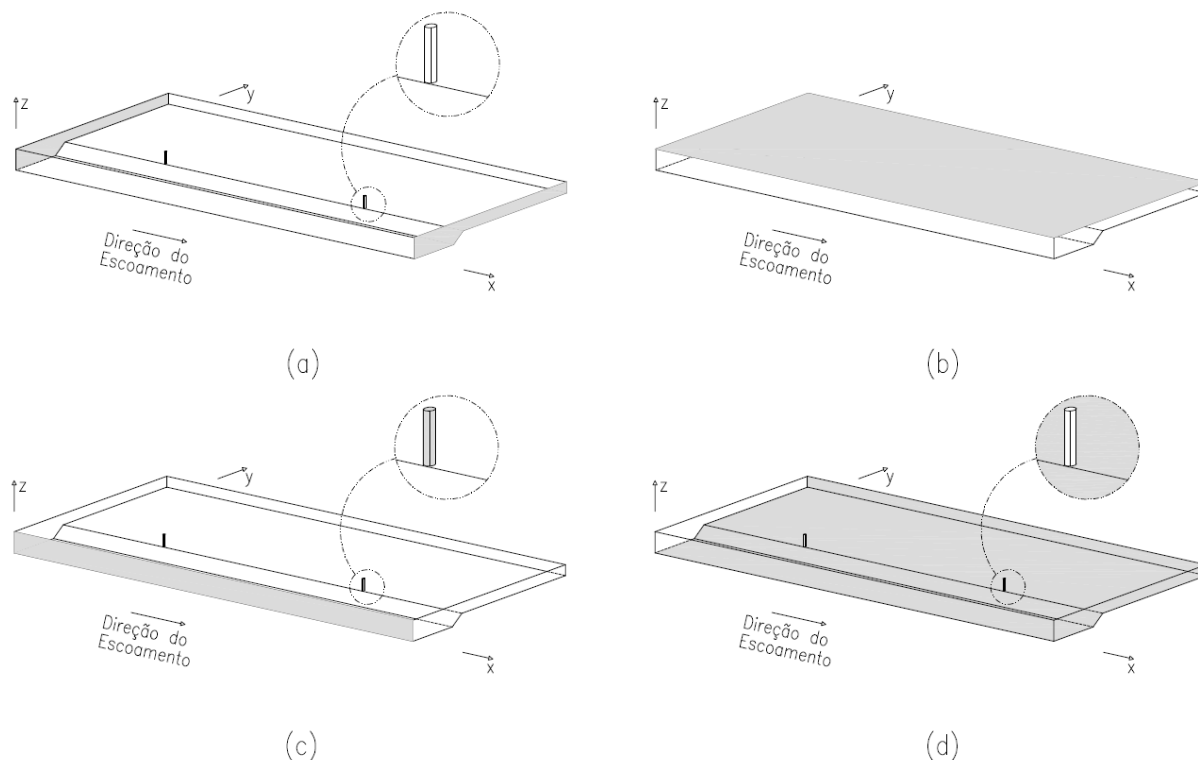


Figura 5.3 – Localização das condições de fronteira: a) condição de fronteira periódica entre a entrada e a saída do canal; b) condição de parede sem aderência (*free-slip wall*) na superfície livre; c) condição de parede com aderência (*no-slip wall*) com acabamento liso na parede de vidro e nos cilindros; d) condição de parede com aderência (*no-slip wall*) com acabamento rugoso no fundo do canal e na parede do lado direito

5.3.2. Discretização da Malha

O domínio computacional foi discretizado com recurso a uma malha estruturada, através de elementos de malha hexaedros. Em torno dos cilindros a malha, mantém-se, estruturada no entanto perde a sua ortogonalidade.

A discretização da malha no domínio computacional foi realizada de uma forma não uniforme, com a finalidade de otimizar a malha, realizou-se um maior refinamento da malha nas zonas onde se prevê que ocorram maiores gradientes, enquanto que nas zonas onde essas variações são pouco significativas, o número de elementos de malha foi reduzido. A discretização da malha foi realizada com base nos seguintes pressupostos:

- Na proximidade das paredes, devido ao desenvolvimento da camada limite, onde existe uma elevada variação da velocidade, torna-se importante que a malha seja suficientemente

5.3. Estudo Numérico

refinada de forma a garantir uma melhor representação dos resultados dos campos de velocidade;

- Na zona da superfície livre também é importante um maior nível de refinamento da malha (na direção vertical), assegurando resultados mais precisos junto da superfície livre;
- Nas zonas interiores do domínio computacional, optou-se pelo uso de uma malha mais grosseira. Nestas zonas, os gradientes são menos acentuados possibilitando o uso deste tipo de malha e, assim, a redução do esforço computacional;
- Na zona de transição entre o leito principal e o leito de cheia e nas zonas próximas dos cilindros utilizou-se uma malha mais refinada. Nestes locais existe uma elevada troca de quantidade de movimento e de massa entre os dois leitos (desenvolvimento da camada de mistura) e estruturas turbulentas devido à presença dos cilindros, sendo importante um maior refinamento de forma a possibilitar a obtenção de resultados precisos. Para a escolha da malha mais adequada a aplicar nesta zona do domínio computacional (zona de transição), foi efetuado um estudo inicial da malha.

Estudo Inicial da Malha

Para a definição da discretização dos elementos de malha mais adequada a utilizar na simulação numérica efetuou-se uma análise inicial a três casos distintos de malhas, usando o modelo $k - \varepsilon$. A principal diferença entre os três casos é o maior ou menor refinamento da malha e a largura do domínio computacional na zona de transição à qual se aplica esse refinamento. O estudo foi efetuado com o objetivo de avaliar se o maior ou menor refinamento da malha e o facto de se refinar uma maior largura para a zona de transição originaria alterações significativas no padrão do escoamento na direção longitudinal.

- **Primeiro Caso:** discretizou-se a malha na zona do desenvolvimento da camada de mistura e dos cilindros de um modo assimétrico, isto é, discretizou-se uma maior largura da zona de transição na direção do leito de cheia em detrimento do leito principal, Figura 5.4;

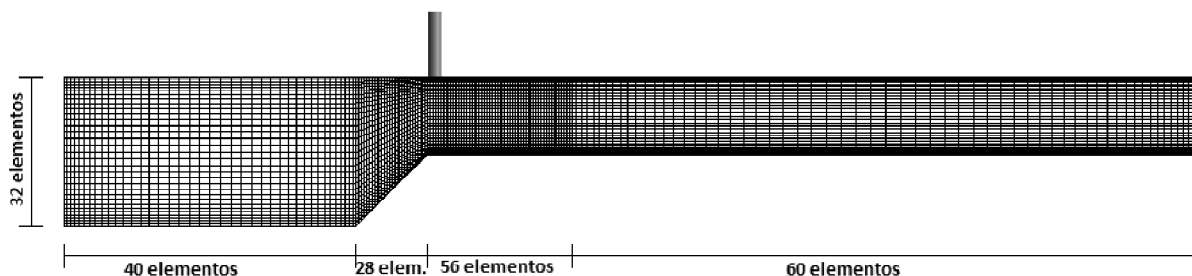


Figura 5.4 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Primeiro Caso

- **Segundo Caso:** reduziu-se a largura da zona de transição, passando a discretização da malha efetuar-se de uma forma simétrica, no entanto, manteve-se inalterado o tamanho dos elementos de malha, Figura 5.5;

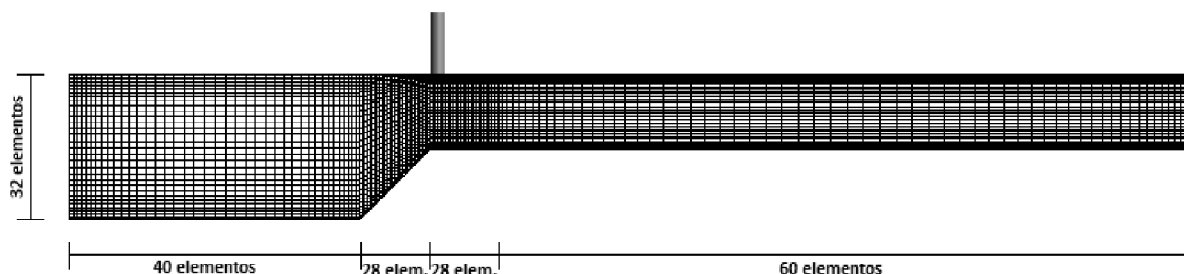


Figura 5.5 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Segundo Caso

- **Terceiro Caso:** foi mantida a mesma largura da zona de transição que usada no segundo caso e efetuou-se um refinamento da malha nesta região, Figura 5.6.

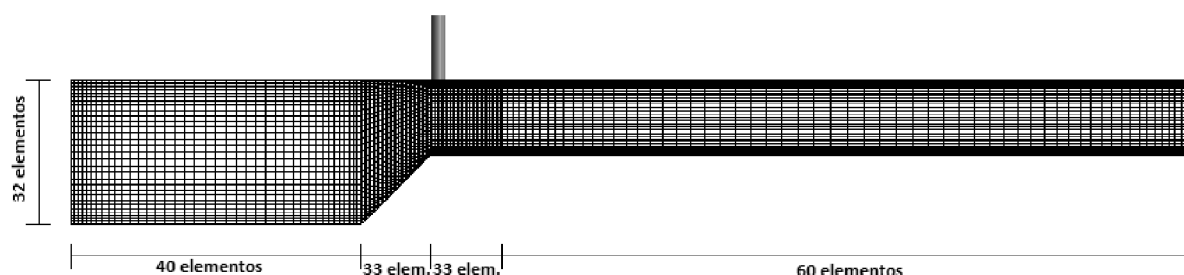


Figura 5.6 – Número de elementos de malha presentes na secção transversal do domínio computacional – Terceiro Caso

Ao analisar a discretização efetuada nos três casos, salienta-se que a malha do terceiro caso foi apenas ligeiramente refinada em comparação com a malha dos dois primeiros casos. Um melhor refinamento da malha foi condicionado pela capacidade de memória do computador utilizado para a realização das simulações. O critério de paragem para os três casos foi a estabilização do valor dos resíduos das várias variáveis (as três componentes da velocidade e a pressão) e esses encontraram-se na mesma ordem de grandeza. Nas Figuras 5.7, 5.8 e 5.9 apresenta-se o padrão de escoamento para o primeiro, segundo e terceiro casos, respetivamente.

A análise comparativa da discretização da malha escolhida para o primeiro e segundo caso foi realizada com o objetivo de verificar se a maior ou a menor largura da zona de transição tinha influência no padrão do escoamento, mais concretamente, se a esteira desenvolvida a jusante dos cilindros se continuava a desenvolver para o interior do leito de cheia.

5.3. Estudo Numérico

Comparando as Figuras 5.7 e 5.8, foi possível observar que ambas as esteiras se deslocam ligeiramente em direção ao leito de cheia, concluindo-se, que a largura do domínio computacional refinado para o segundo caso é suficiente, não se tornando vantajoso o aumento do esforço computacional exigido pelo primeiro caso.

Com base no pressuposto anterior, procurou-se averiguar se o maior refinamento da zona de transição trazia alteração dos resultados. Ao comparar os resultados obtidos no segundo e terceiro caso (Figuras 5.8 e 5.9), verifica-se novamente que ambas se deslocam ligeiramente em direção ao leito de cheia, deduzindo-se, mais uma vez, que o aumento do esforço computacional exigido no terceiro caso não se torna vantajoso face ao resultados obtidos serem sensivelmente semelhantes.

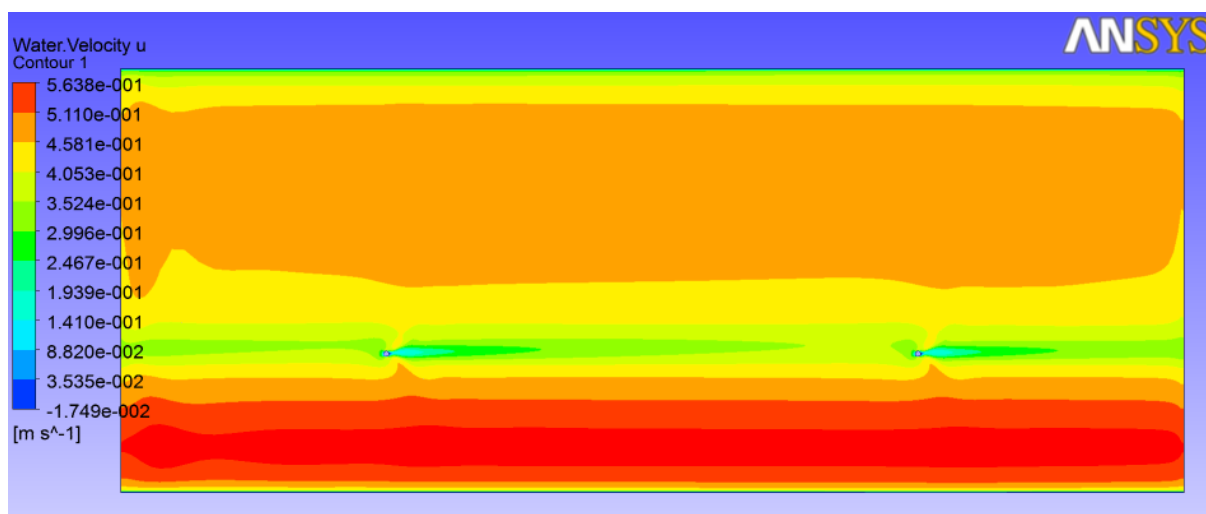


Figura 5.7 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08$ m) – Primeiro Caso

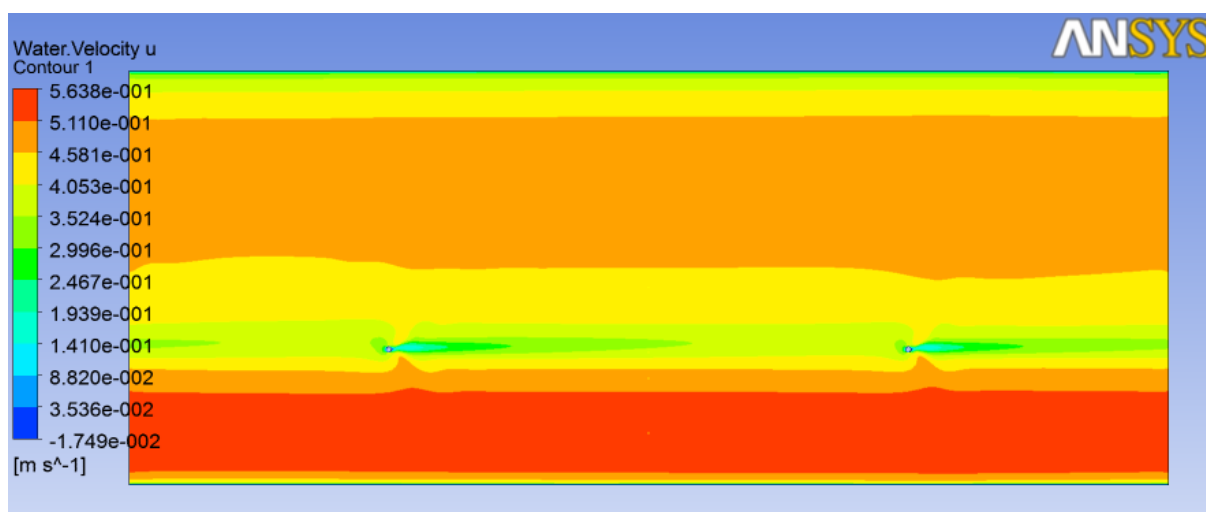


Figura 5.8 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08$ m) – Segundo Caso

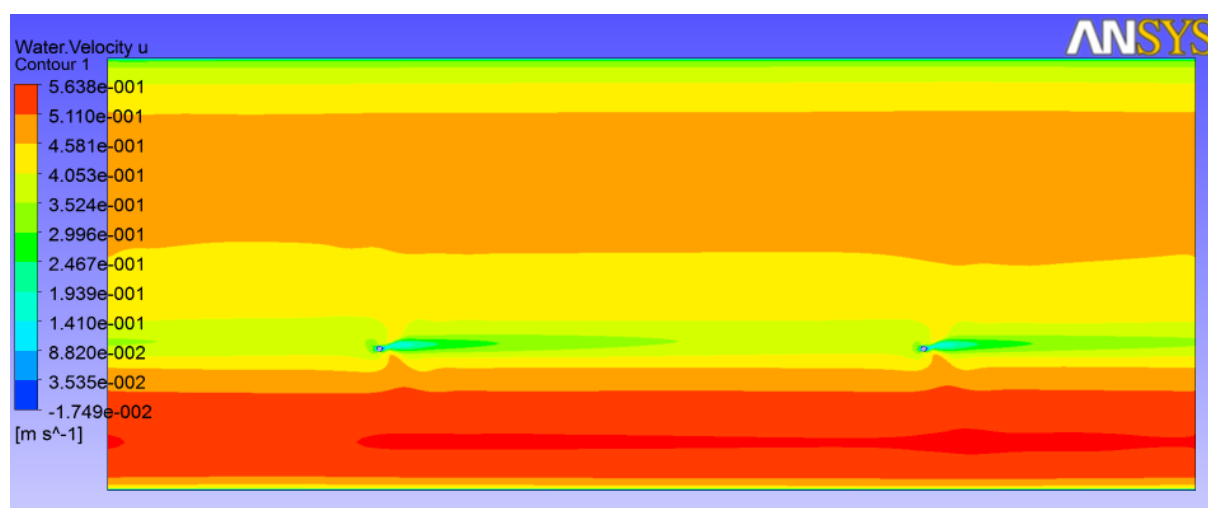


Figura 5.9 – Distribuição da velocidade média na direção longitudinal – Plano horizontal ($z = 0,08 \text{ m}$) – Terceiro Caso

De acordo com as conclusões retiradas da análise inicial da malha, adotou-se a malha do segundo caso, como a mais adequada para a discretização do domínio computacional, sendo a que reunia a melhor relação de otimização entre qualidade de resultados e o esforço computacional exigido.

Como representado na Figura 5.5, a secção transversal do domínio computacional é constituído na vertical por 32 elementos e horizontalmente por 40 elementos no leito principal, 60 elementos no leito de cheia e na zona de transição constituída por 56 elementos de malha, estando dividida por 28 elemento no lado do leito principal e 28 elementos no lado do leito de cheia.

Longitudinalmente, o domínio computacional é dividido em 312 elementos de malha. Na Figura 5.10 encontra-se representada a distribuição dos elementos da malha na direção longitudinal, efetuou-se uma malha mais refinada junto dos cilindros. A Figura 5.11 é uma ampliação da malha na região próxima dos cilindros, onde é possível observar a estrutura da malha utilizada em torno dos cilindros, sendo o perímetro dos cilindros dividido em 48 elementos.

5.3. Estudo Numérico

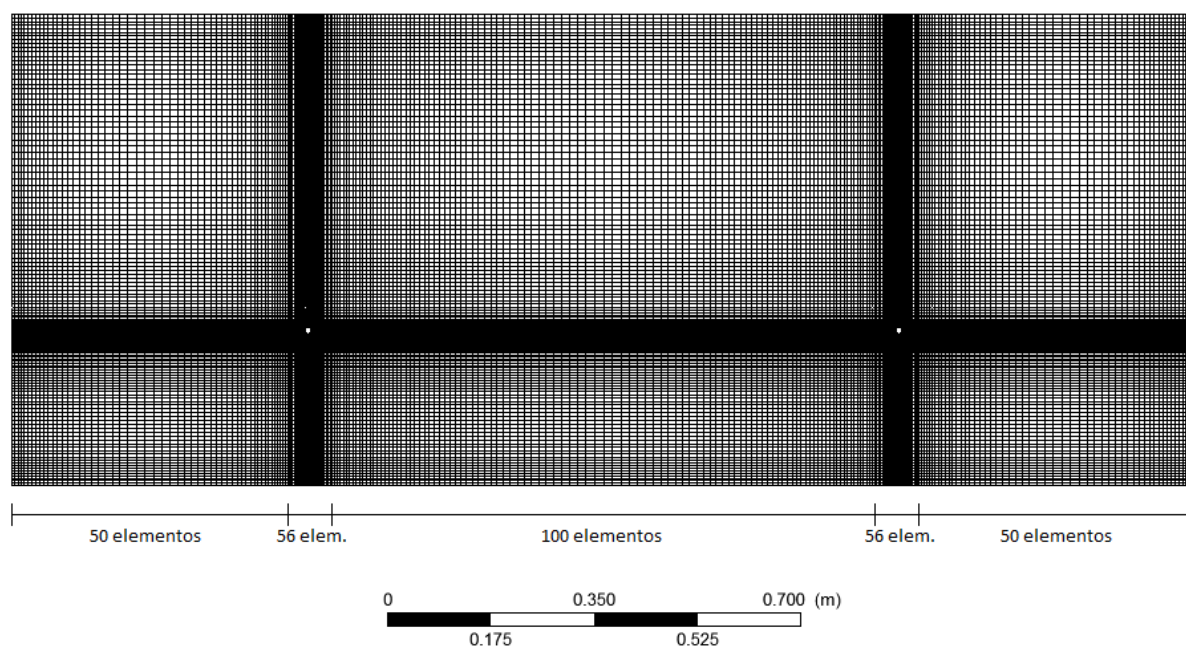


Figura 5.10 – Distribuição e número de elementos de malha presentes na direção longitudinal

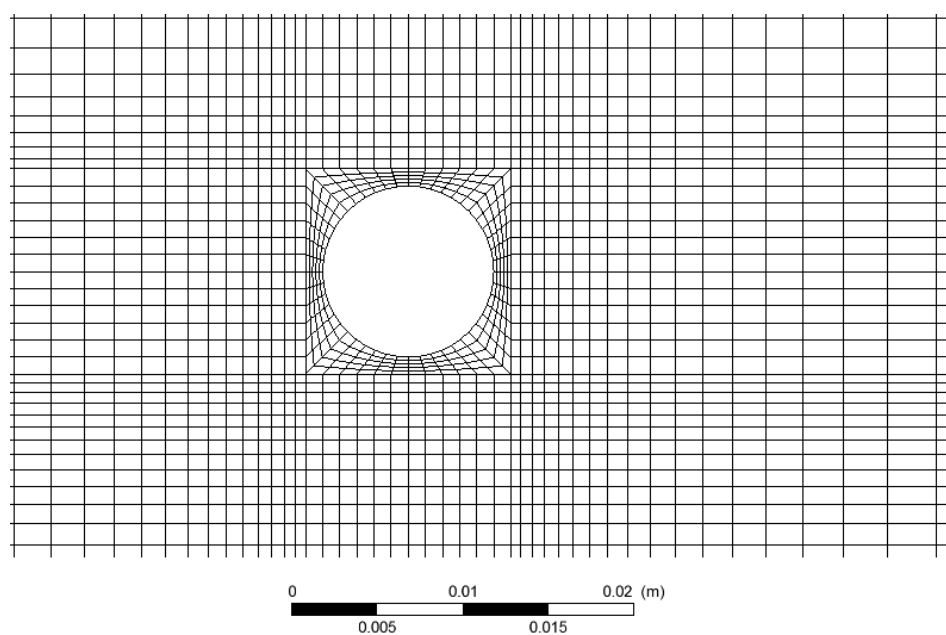


Figura 5.11 – Pormenor da malha junto do cilindro

O número total de elementos de malha presentes no domínio computacional é 1 563 648, sendo todos os elementos de malha hexaedros.

5.3.3. Condições de Simulação

Os dados experimentais foram simulados através da resolução das equações RANS com recurso a dois modelos de fecho: o modelo $k - \varepsilon$ e o modelo EARSM. O modelo $k - \varepsilon$ é um modelo de duas equações isotrópico, a sua aplicação é amplamente comum em problemas hidráulicos (Antunes, 2011; Tiago, 2011). O modelo EARSM é um modelo anisotrópico que deriva a partir do RSM, este modelo de fecho de turbulência tem a capacidade de reproduzir o efeito das correntes secundárias e a anisotropia da turbulência (Filonovich *et al.*, 2010; Silva, 2012).

No presente estudo, a interpolação convectiva foi realizada com base no esquema *high resolution*, para ambos os modelos de fecho de turbulência. O critério de convergência aplicado foi de 1×10^{-6} para o RMS em todas as equações regentes. Na Quadro 5.2 encontram-se sintetizados os parâmetros numéricos adaptados na simulação.

Quadro 5.2 – Parâmetros numéricos adaptados

Modelo de fecho de turbulência	Tipo de análise	Interpolação convectiva	Passo de Tempo [s]
$k - \varepsilon$	Regime variável	<i>high resolution</i>	0,005
EARSM	Regime variável	<i>high resolution</i>	0,001

Capítulo 6

Análise de Resultados

6.1. Considerações Gerais

No presente capítulo pretende-se realizar a análise dos resultados, através da comparação dos resultados numéricos com os resultados obtidos no estudo experimental realizado por Azevedo *et al.* (2012) no Laboratório de Hidráulica da UBI.

Para a análise dos dados numéricos, realizou-se a comparação com os resultados experimentais da distribuição da velocidade longitudinal média no tempo nas três secções transversais, dos perfis verticais de velocidade e da distribuição da velocidade média em profundidade. Para além disso, analisou-se a distribuição da velocidade longitudinal e transversal num plano horizontal, das tensões de Reynolds e das correntes secundárias.

Refere-se ainda, que as medições no canal experimental foram apenas realizadas até à coordenada $y = 0,40$ m, razão pela qual nos dados relativos ao estudo experimental não são apresentados os resultados para toda a secção transversal do canal.

6.2. Posições de Comparação entre Resultados Numéricos e Experimentais

Os resultados numéricos e experimentais foram analisados em três secções transversais e num plano horizontal. Cada uma das secções transversais possui uma posição relativa diferente em relação aos cilindros encontrando-se todas localizadas entre dois cilindros consecutivos, de forma a avaliar o comportamento do escoamento entre duas estruturas verticais consecutivas.

O plano horizontal, paralelo ao fundo dos leitos, encontra-se posicionado à distância de 0,08 m do fundo do leito principal (correspondente a cerca de 80 % da altura do escoamento), Figura 6.1. As secções transversais foram denominadas por secção após o cilindro, secção entre cilindros e secção antes do cilindro. A Figura 6.2 indica a posição das três secções transversais numéricas. Note-se, as secções transversais numérica e experimentais foram analisadas nas mesmas posições relativas em relação aos cilindros.

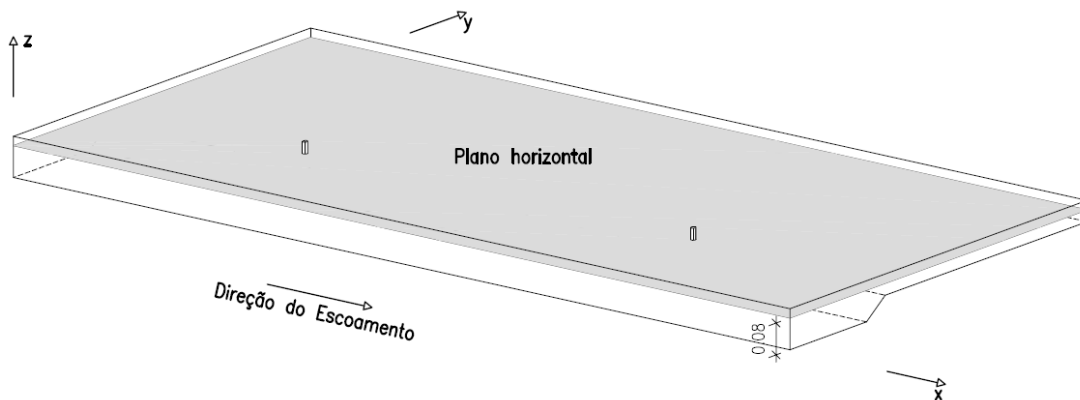


Figura 6.1 – Plano horizontal [m]

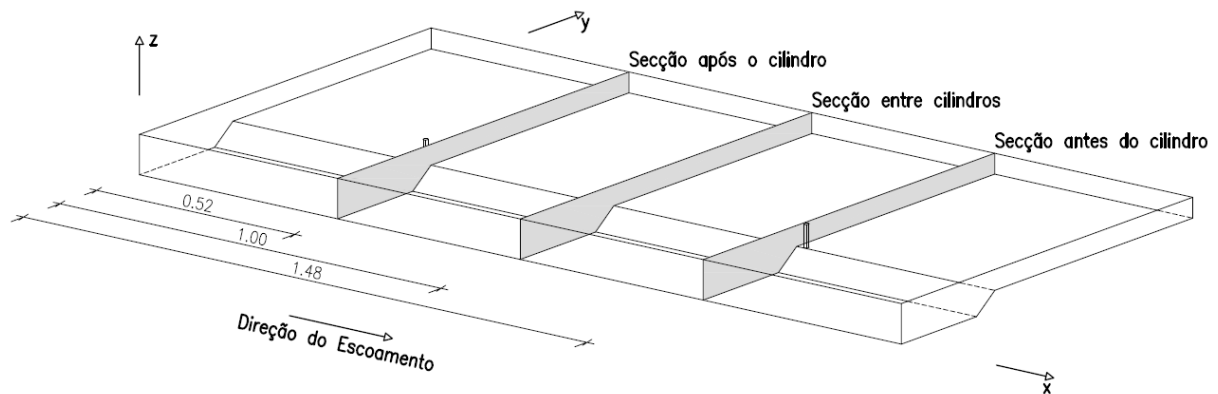


Figura 6.2 – Secções transversais numéricas [m]

A secção transversal identificada como secção após o cilindro encontra-se localizada a 0,02 m após o centro do primeiro cilindro, estando no modelo numérico situada a 0,52 m da entrada do canal enquanto que no canal experimental se encontra a 8,77 m; a secção entre cilindros localiza-se a meia distância entre os dois cilindros, sendo a posição numérica 1,00 m a partir da entrada do canal e a posição experimental encontra-se a 9,25 m; e por último, a secção antes do cilindro situa-se a 0,02 m antes do centro do segundo cilindro, onde tem como posição numérica 1,48 m da entrada do canal e 9,73 m como posição experimental.

Analisa-se os perfis verticais de velocidade em quatro posições distintas em cada secção transversal do canal, tanto nos resultados numéricos como nos experimentais. As análises dos perfis verticais de velocidade foram efetuadas no centro do leito principal, na interface inferior (II), na interface superior (IS) e no leito de cheia. Na Figura 6.3 identificam-se as quatro posições verticais analisadas.

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

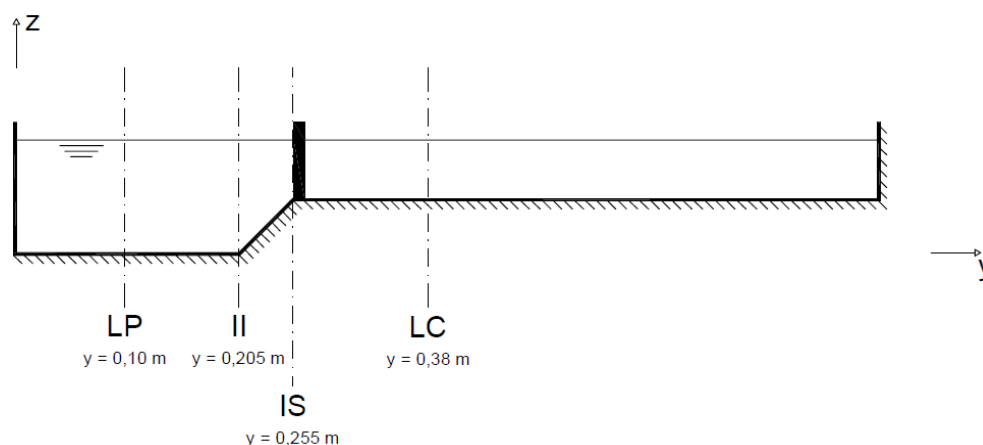


Figura 6.3 – Indicação das posições verticais analisadas

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

Nesta secção são apresentados os resultados numéricos e experimentais relativos à distribuição da velocidade média no tempo. Estes encontram-se sob a forma de isolinhas. A análise da distribuição de velocidades foi realizada em quatro secções: plano horizontal e três secções transversais.

Na secção horizontal apenas foi possível apresentar os dados numéricos. No entanto, analisou-se a distribuição da velocidade na direção longitudinal e transversal para os dois modelos numéricos.

Relativamente às secções transversais são apresentados ambos os resultados, numéricos e experimentais, tendo apenas sido analisada a distribuição da velocidade na direção longitudinal.

6.3.1. Plano Horizontal

Distribuição da Velocidade na Direção Longitudinal

Nas Figuras 6.4 e 6.5 encontra-se representada a distribuição horizontal da velocidade longitudinal média no tempo para o modelo $k - \varepsilon$ e EARSM, respetivamente.

Pela análise dos dois modelos pode-se verificar, que a velocidade de escoamento no leito principal é superior à velocidade do escoamento no leito de cheia, e que essas velocidades permanecem sensivelmente constantes ao longo de todo o canal. Na zona de transição entre o leito principal e o leito de cheia, verificam-se alterações significativas na componente longitudinal da velocidade, esta diminui localmente a jusante dos cilindros e perto da junção entre os dois leitos, dando origem ao desenvolvimento da esteira a jusante. Observa-se também que a velocidade aumenta de intensidade até estabilizar numa velocidade sensivelmente constante até ao cilindro seguinte. A redução da componente longitudinal da velocidade deve-se à força de arrastamento provocada pela presença do cilindro no escoamento.

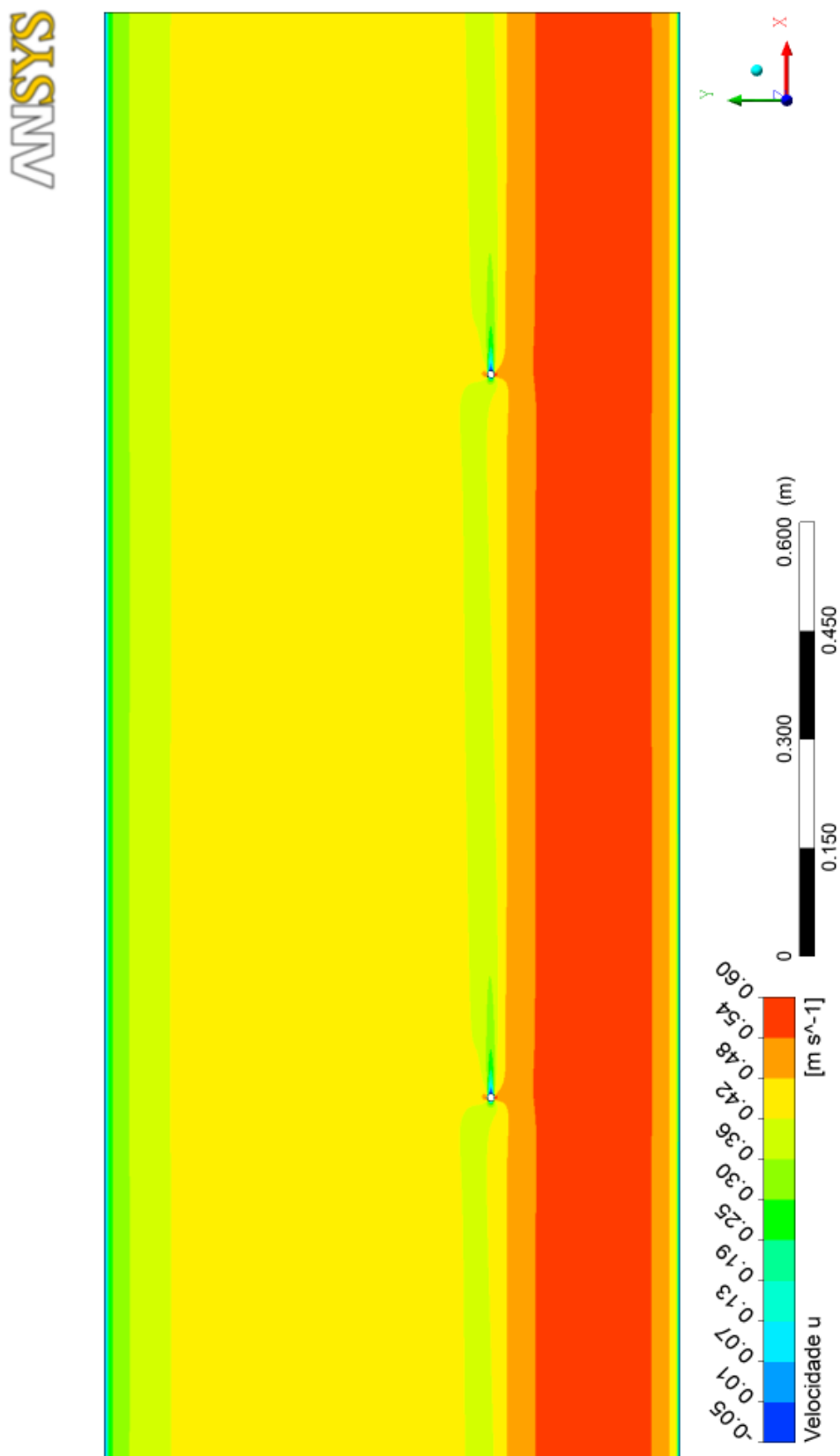


Figura 6.4 – Velocidade longitudinal média no tempo (velocidade u) – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

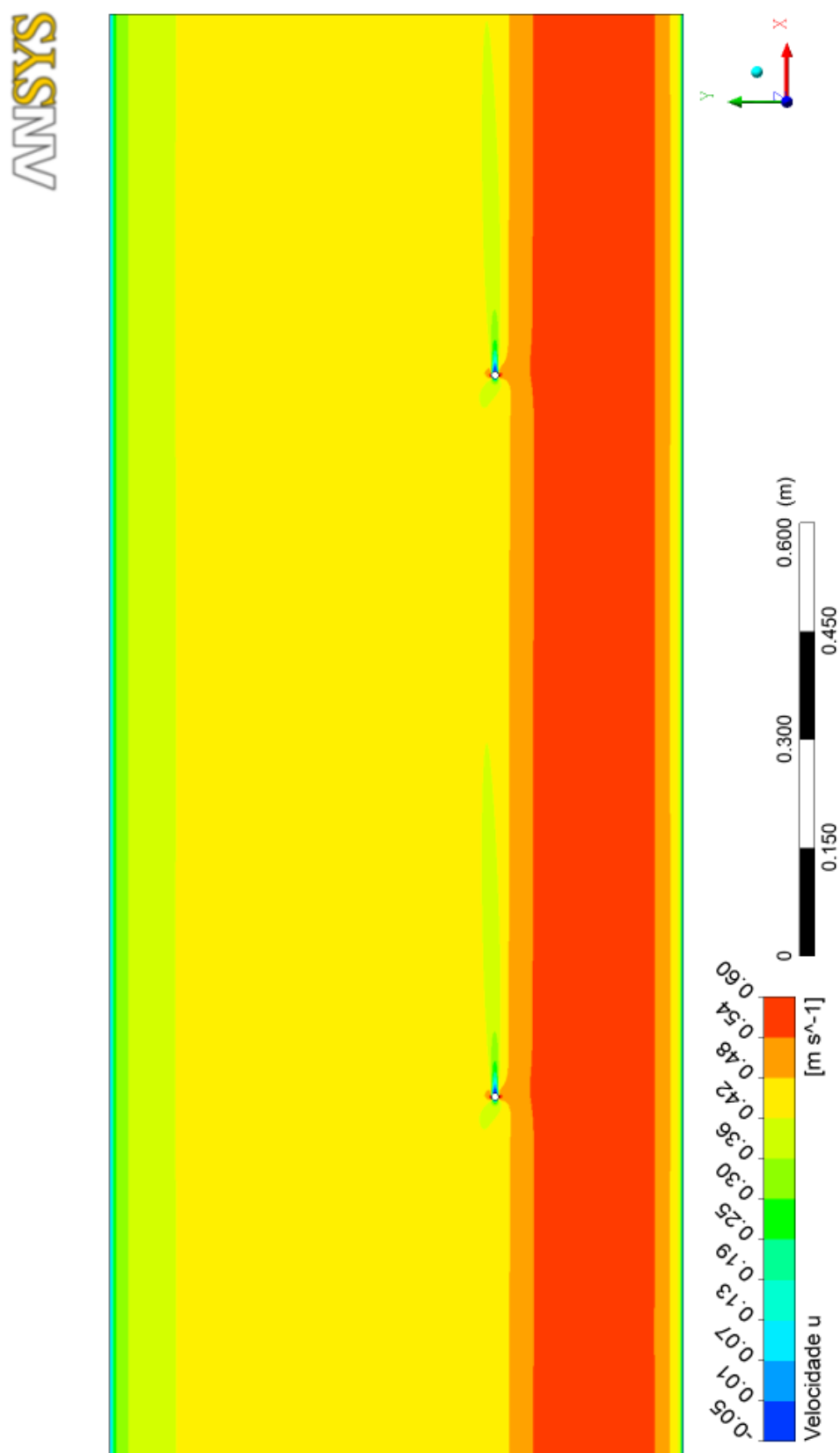


Figura 6.5 – Velocidade longitudinal média no tempo (velocidade u) – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0.08$ m)

Os resultados de ambos os modelos são semelhantes, exceto na região da interface entre leito principal e o leito de cheia. Nessa região o modelo $k - \varepsilon$ reproduz uma esteira que se prolonga até ao cilindro seguinte, enquanto nos resultados do modelo EARSM observa-se que a esteira apenas se desenvolve até cerca de metade da distância entre cilindros. Esta discrepância entre os resultados dos modelos numéricos deve estar associada à influência das correntes secundárias, que apenas são simuladas no modelo anisotrópico EARSM.

Nas Figuras 6.6 e 6.7 mostra-se o desenvolvimento da esteira na zona de transição, com um maior pormenor, para ambos os modelos (modelo $k - \varepsilon$ e EARSM, respetivamente).

Também, é notório que a esteira, que se desenvolve a jusante do cilindro, desloca-se ligeiramente para lado do leito de cheia, este deslocamento deve-se à diferença de velocidades existente entre o leito principal e o leito de cheia que provocam a transferência de quantidade de movimento entre os mesmos, esse fenómeno é observado em ambos os modelos sendo mais saliente no modelo $k - \varepsilon$, o que pode estar relacionado com a inexistência neste modelo de células de escoamento secundário que limitam a propagação transversal da esteira, como se verá a seguir na análise da componente transversal da velocidade.

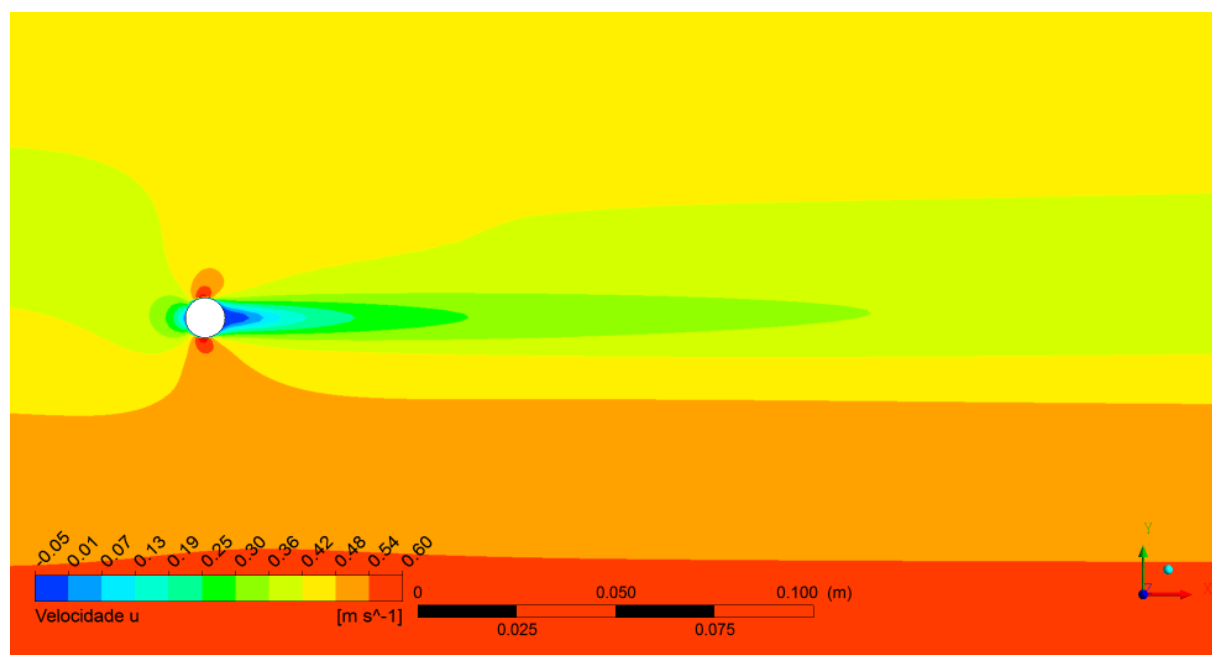


Figura 6.6 – Pormenor do desenvolvimento da esteira – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

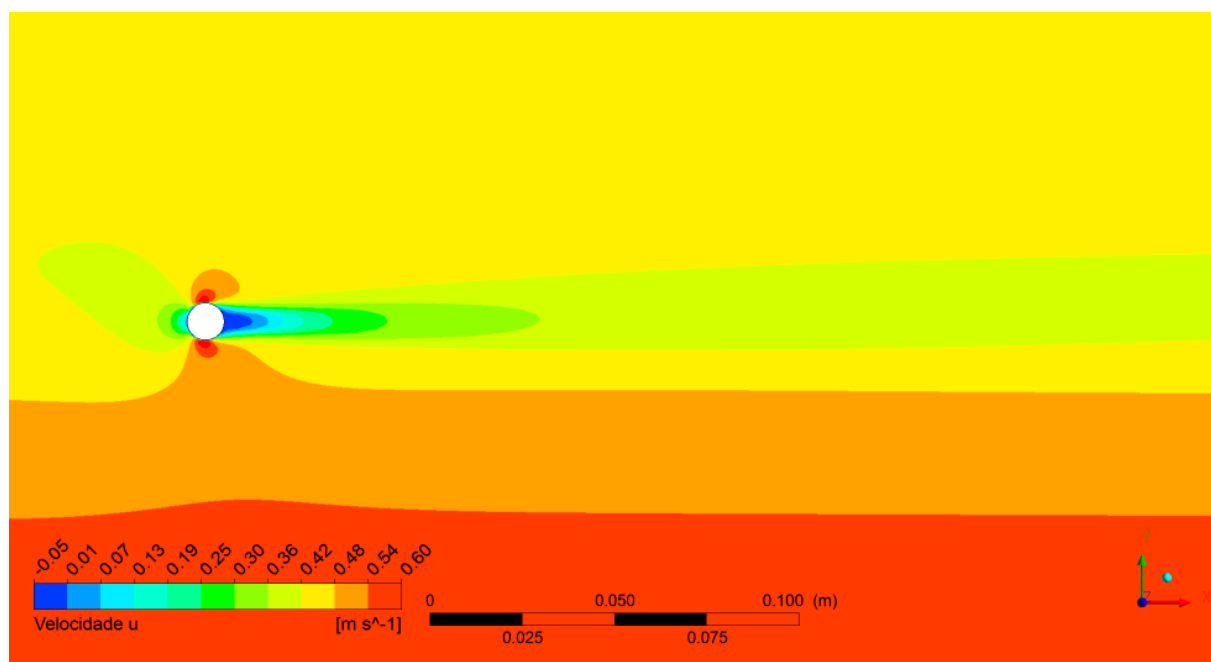


Figura 6.7 – Pormenor do desenvolvimento da esteira – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

Distribuição da Velocidade na Direção Transversal

As Figuras 6.8 e 6.9 representam a distribuição horizontal da velocidade transversal média no tempo para os modelos $k - \varepsilon$ e EARSIM, respetivamente.

Numa primeira análise, verifica-se que a velocidade transversal no canal é bastante reduzida, praticamente nula, apenas manifestando maiores valores para a velocidade a montante dos cilindros. Ainda assim, verificam-se diferenças significativas entre os resultados dos dois modelos. No modelo $k - \varepsilon$ as velocidades transversais negativas, que se geram junto ao cilindro no lado do leito de cheia, estendem-se até à parede lateral daquele leito. No caso do modelo EARSIM o comportamento é distinto, dado que as velocidades negativas não chegam a atingir a parede lateral devido à existência de uma célula de escoamento secundário localizada junto à parede. Esta célula é reproduzida pelo modelo anisotrópico EARSIM (Figura 6.40) e é originada pela anisotropia da turbulência gerada junto à parede e junto ao fundo. No caso do leito principal as diferenças entre os modelos são também notórias, residindo a sua explicação na existência de duas células de escoamento secundário nesse leito (Figura 6.40).

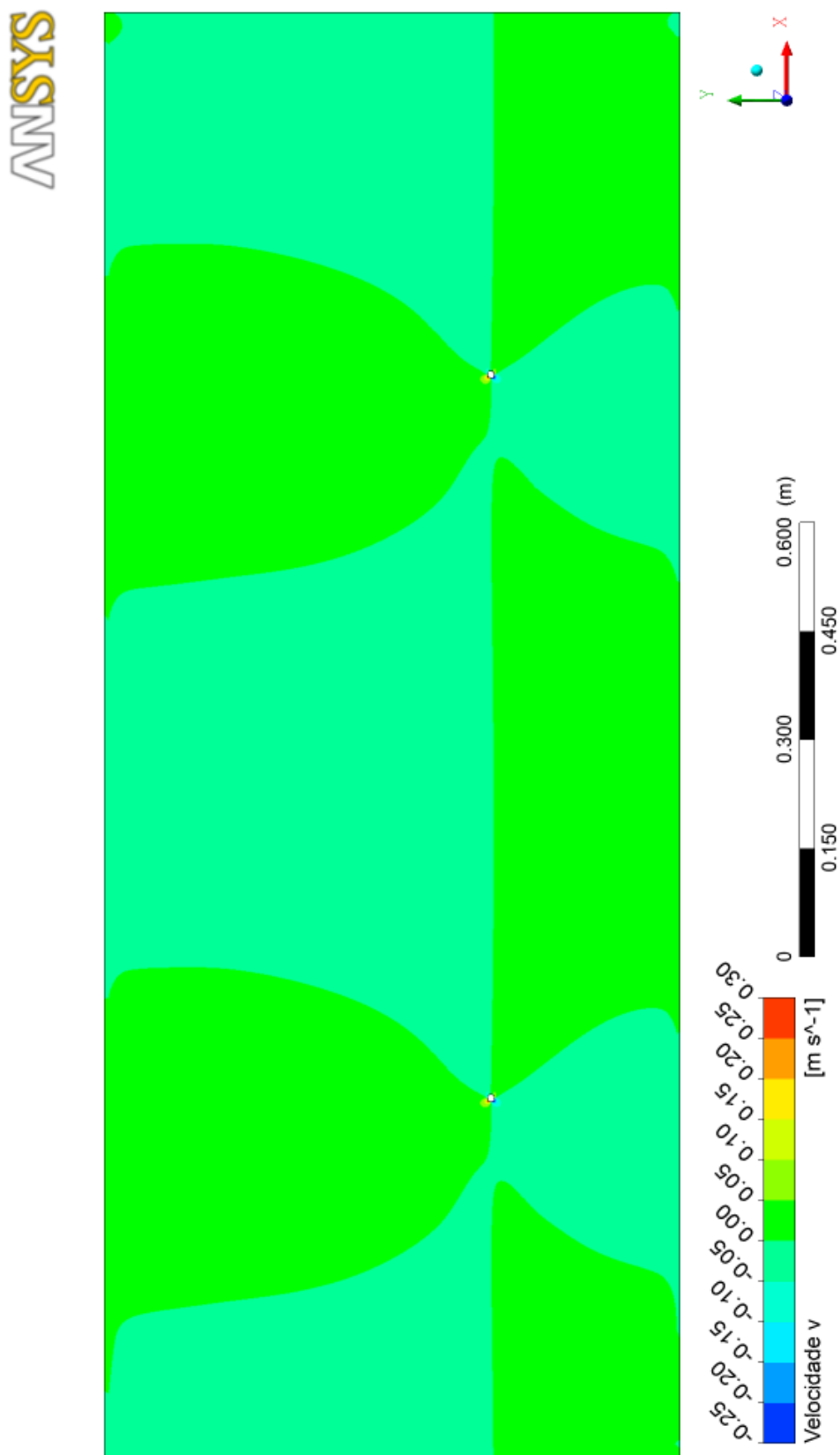


Figura 6.8 – Velocidade transversal média no tempo (velocidade v) – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

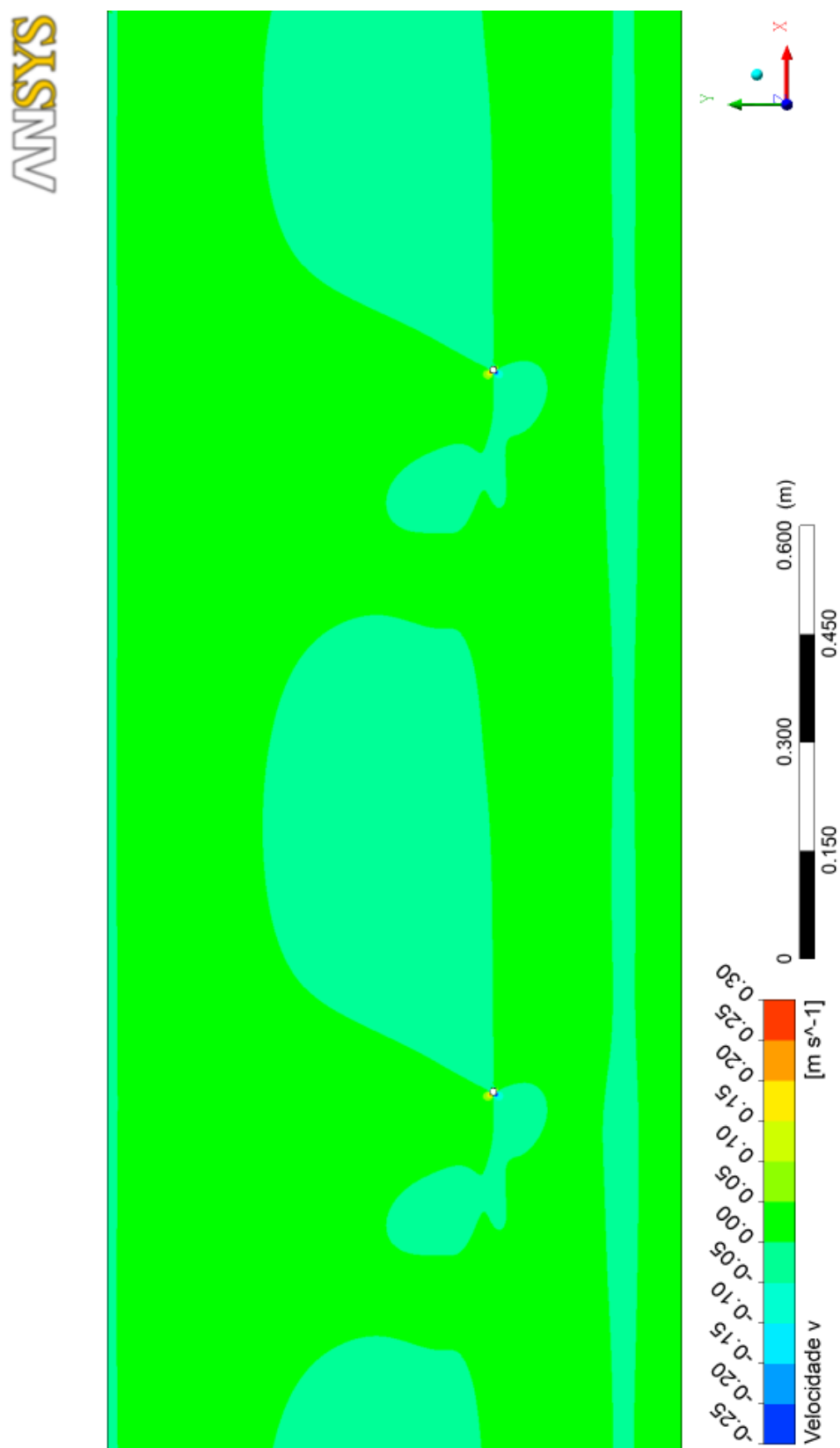


Figura 6.9 – Velocidade transversal média no tempo (velocidade v) – Modelo EARSM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

Nas Figuras 6.10 e 6.11, mostra-se com mais pormenor a distribuição horizontal da velocidade transversal. Nessas figuras, pode-se observar que a montante dos cilindros existe um aumento de intensidade da velocidade transversal do escoamento, que se deve ao facto de o escoamento encontrar um obstáculo e existir uma deformação das linhas de corrente do escoamento. Observa-se ainda, que na região perto do cilindro os resultados dos dois modelos são semelhantes, o que seria de esperar dado que aí os fenómenos são ditados pelo gradiente de velocidade, sendo irrelevante o papel da anisotropia da turbulência.

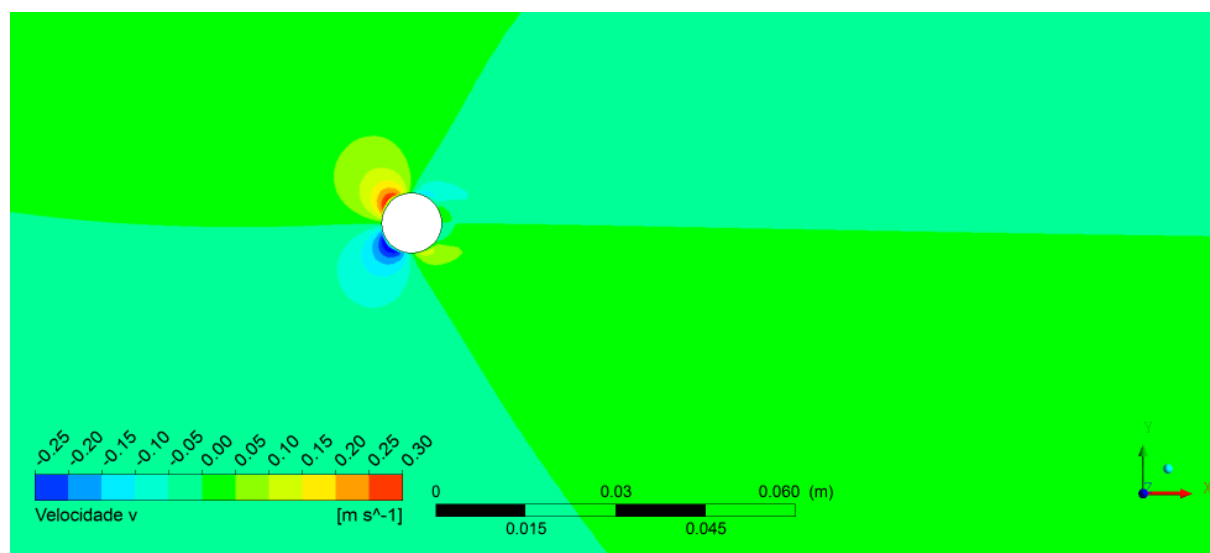


Figura 6.10 – Pormenor da velocidade transversal média no tempo (velocidade v) junto do cilindro – Modelo $k - \varepsilon$ – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

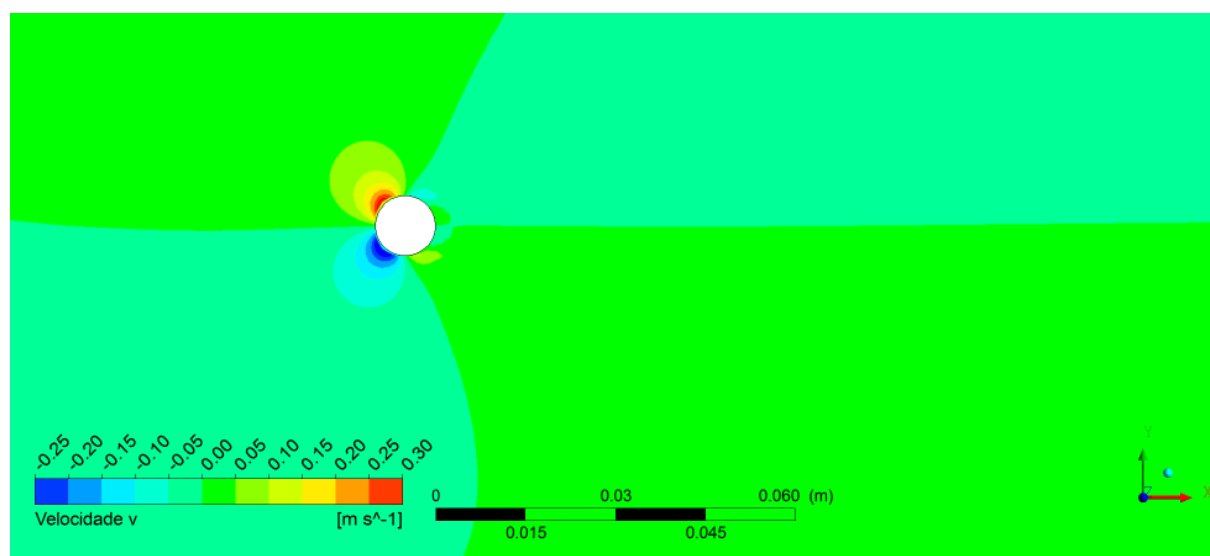


Figura 6.11 – Pormenor da velocidade transversal média no tempo (velocidade v) junto do cilindro – Modelo EARSIM – Plano horizontal ($z = 0,08$ m)

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

6.3.2. Secção Após o Cilindro

As Figuras 6.12 a 6.14 representam a distribuição da velocidade longitudinal para os modelos $k - \varepsilon$, EARSM e para o estudo experimental, respetivamente, para a secção após o cilindro.

Da análise das três figuras, pode-se observar que o leito principal apresenta um escoamento mais rápido em comparação ao escoamento no leito de cheia, no entanto, também é notória a redução local da velocidade de escoamento a jusante do cilindro e perto da zona de transição entre os dois leitos. Tais resultados vão de encontro ao verificado na subsecção 6.3.1. e ao referido por Sanjou & Nezu (2011).

Dos resultados obtidos numericamente, no modelo EARSM é possível observar uma ligeira deformação das linhas de contorno, na direção do canto inferior esquerdo do leito principal e na zona de transição em direção ao fundo do leito. A deformação das linhas de contorno são o resultado das células do escoamento secundário que são geradas pela anisotropia da turbulência (Figura 6.39). O modelo $k - \varepsilon$ não demonstra este comportamento porque assume a isotropia da turbulência, não sendo capaz de reproduzir as correntes secundárias.

Dos dois modelos numéricos, o modelo EARSM reproduz melhor o comportamento dos resultados experimentais. Na Figura 6.14, respeitante ao estudo experimental, é possível observar a deformação das linhas de contorno na direção do canto inferior esquerdo do leito principal e na zona de transição em direção ao fundo do leito. Para além disso, observa-se a deformação das linhas de contorno em ambos os lados do cilindro, essas deformações são originadas por dois vórtices que são gerados de ambos os lados do cilindro com sentidos contrários. Nos modelos numéricos essas deformações junto do cilindro não são reproduzidas, embora no modelo EARSM do lado do leito de cheia se verifique uma deformação das linhas de contorno em direção ao fundo.

Da análise dos dados experimentais verifica-se que a região de velocidades do escoamento reduzidas, referentes ao desenvolvimento da esteira a jusante do cilindro, se encontra deslocada para a direita em relação ao cilindro. Tendo em conta a proximidade da secção ao cilindro (0,02 m a jusante do centro do mesmo) não se encontra explicação para um desvio tão pronunciado da esteira.

Em relação ao aumento de velocidade verificado junto do cilindro perto da superfície livre nos resultados experimentais, também não foi encontrada nenhuma explicação física para esse fenómeno. Como a qualidade dos dados experimentais não foi alvo de análise na presente dissertação, admite-se que possa ter existido algum erro de medição. Refira-se que na zona a jusante do cilindro existe uma diminuição da altura de água e nessa a situação o equipamento de medição (*Laser Doppler Velocimeter*) podia estar a medir o ar em vez da água, dando origem a resultados erróneos.

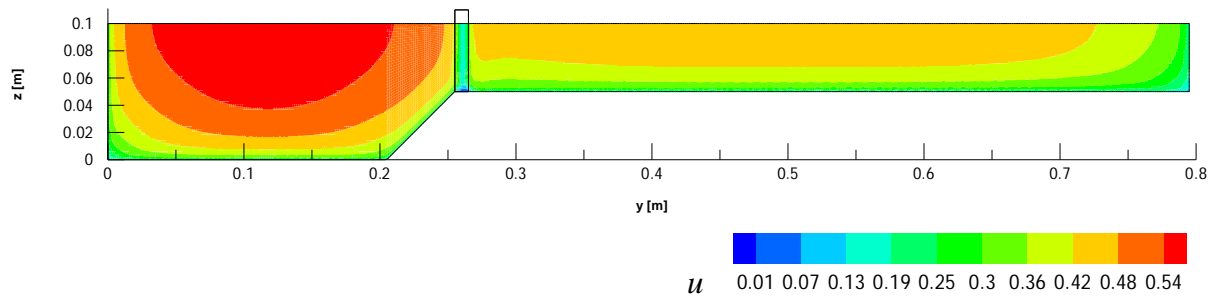


Figura 6.12 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

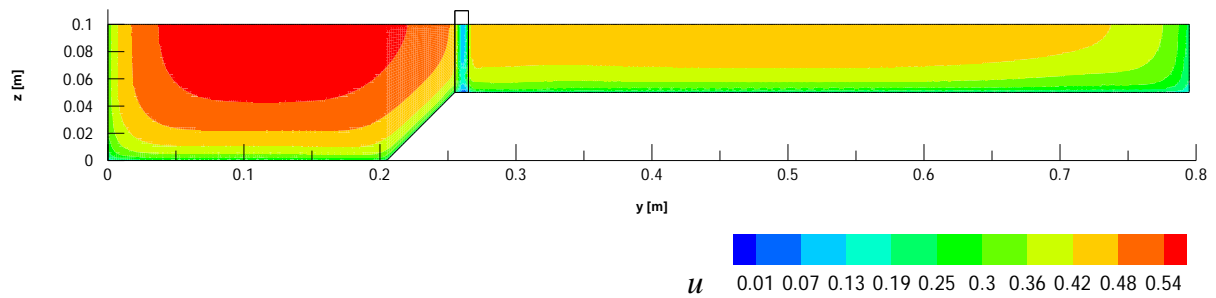


Figura 6.13 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARS – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

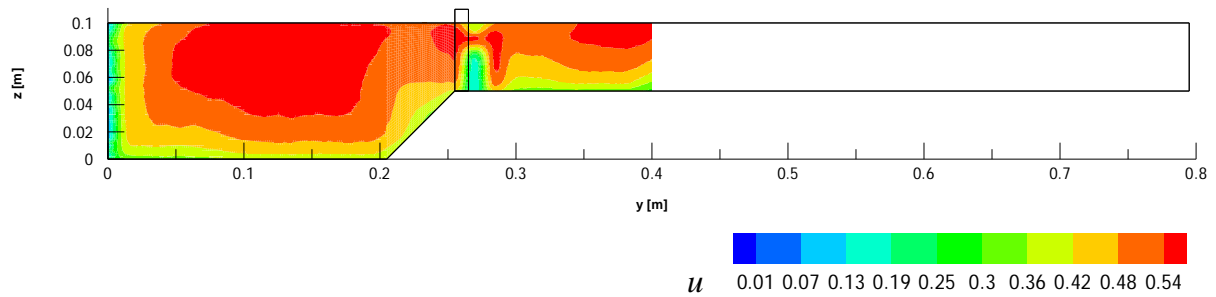


Figura 6.14 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m) (adaptado de Azevedo *et al.*, 2012)

6.3.3. Secção Entre Cilindros

Nas Figuras 6.15 a 6.17 são apresentados os resultados para distribuição da velocidade longitudinal para os modelos $k - \varepsilon$, EARS e para o estudo experimental, respetivamente, para a secção entre cilindros.

6.3. Análise da Distribuição de Velocidades

Ao analisar as três figuras pode-se observar que os resultados são muito aproximados na secção transversal analisada anteriormente, a velocidade do escoamento no leito principal é superior à velocidade no leito de cheia e a presença dos cilindros no escoamento continua a ter um efeito retardador no escoamento da zona de transição para os três casos, no entanto, o efeito revela-se de uma forma menos pronunciada.

Nas Figuras 6.15 e 6.16, que representam a distribuição da velocidade longitudinal para os modelos $k - \varepsilon$ e EARSM, respetivamente, pode-se verificar uma redução da velocidade na zona de transição, na direção onde se localizam os cilindros, por sua vez na Figura 6.17, respeitante ao estudo experimental, observa-se que a zona de velocidades reduzidas deslocou-se para a direita, em direção ao leito de cheia, posicionando-se aproximadamente em $y = 0,30$ m.

Observando a região de interface entre os leitos é possível constatar que no modelo $k - \varepsilon$, a esteira ainda persiste, pois existe descontinuidade entre as linhas de contorno dos leitos principal e de cheias, enquanto que no modelo EARSM e nos resultados experimentais a esteira já não está presente dado que existe continuidade entre as linhas de contorno dos dois leitos. Estes resultados confirmam o que já tinha sido referido na subsecção 6.3.1. e explicam-se com base na influência das células de escoamento secundário.

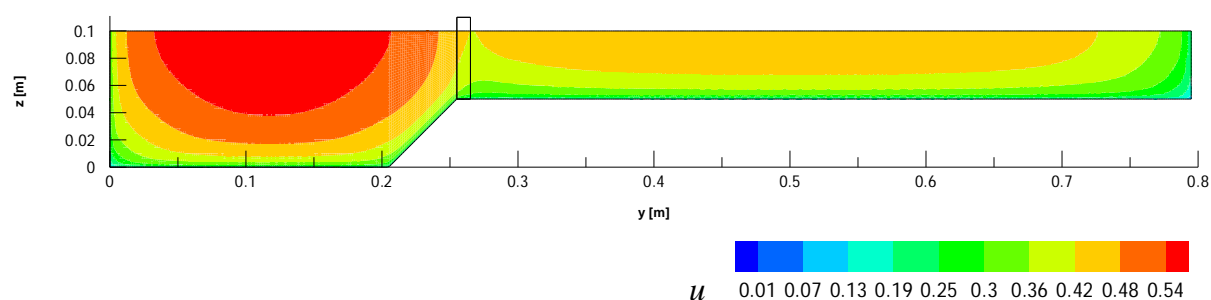


Figura 6.15 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

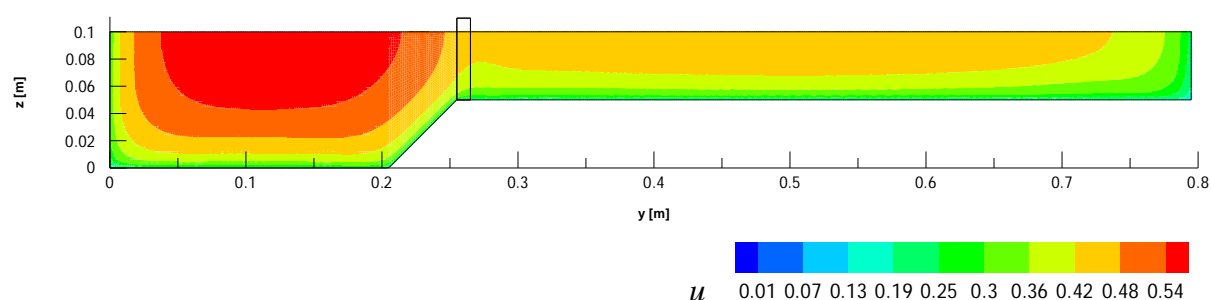


Figura 6.16 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARSM – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

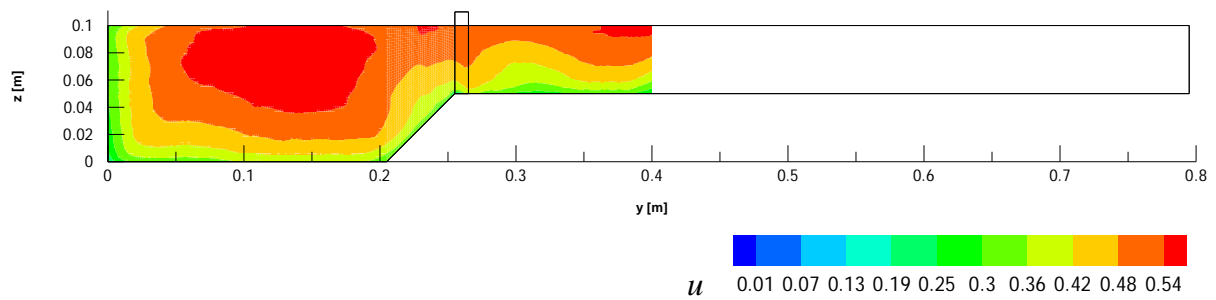


Figura 6.17 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m) (adaptado de Azevedo *et al.*, 2012)

6.3.4. Secção Antes do Cilindro

As Figuras 6.18 a 6.20 representam a distribuição da velocidade longitudinal para os modelos $k - \varepsilon$, EARSIM e para o estudo experimental, respetivamente, para a secção antes do cilindro.

Do mesmo modo que salientado na análise das secções anteriores, a presença dos cilindros continua a influenciar o escoamento na zona de transição. Em comparação com a secção entre os cilindros, as velocidades nesta secção tem uma menor intensidade, refira-se que esta secção localiza-se a montante do cilindro, onde devido à aproximação do cilindro a velocidade do escoamento é mais reduzida.

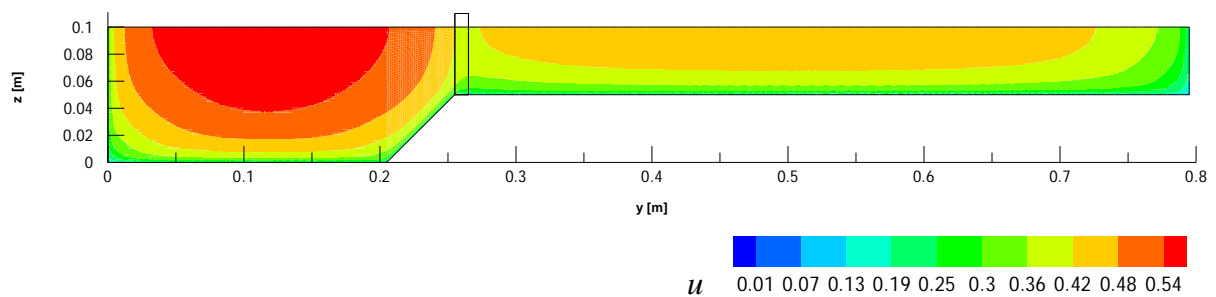


Figura 6.18 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo $k - \varepsilon$ – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.4. Análise dos Perfis Verticais de Velocidade

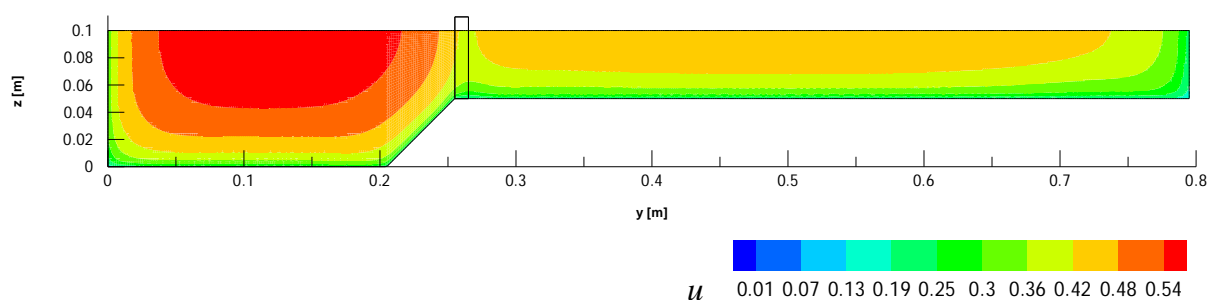


Figura 6.19 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Modelo EARSIM – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

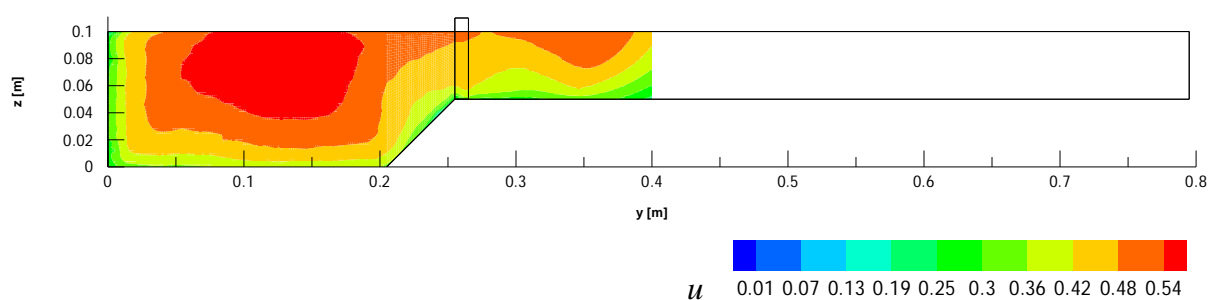


Figura 6.20 – Distribuição da velocidade u média no tempo, [m/s] – Estudo experimental – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m) (adaptado de Azevedo *et al.*, 2012)

6.4. Análise dos Perfis Verticais de Velocidade

Nesta secção são apresentados os perfis verticais de velocidades em quatro posições verticais distintas para as três secções transversais analisadas anteriormente. A análise dos mesmos é efetuada através da comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais de Azevedo *et al.* (2012). Os perfis verticais são analisados no centro do leito principal ($y = 0,10$ m), na interface inferior ($y = 0,205$ m), na interface superior ($y = 0,255$ m) e no leito de cheia ($y = 0,38$ m).

6.4.1. Leito principal

As Figuras 6.21 a 6.23 representam os perfis verticais de velocidade para a posição vertical localizada no centro do leito principal para as três secções transversais. Em cada uma das figuras são comparados e analisados os resultados dos dois modelos numéricos com os resultados experimentais.

Da análise das três figuras, os resultados numéricos e experimentais demonstram uma boa concordância entre si. Verifica-se nas três secções que os resultados numéricos e experimentais são

praticamente coincidentes, no entanto, observa-se que as velocidades obtidas numericamente junto ao leito são subestimadas em relação as velocidades experimentais, observa-se ainda que os resultados numéricos obtidos pelo modelo EARSM subestimam a velocidade em relação ao modelo $k - \varepsilon$.

Os perfis verticais de velocidade ao longo do canal tendem para uma forma e posição constante, ou seja, os perfis encontram-se praticamente coincidentes, o que reforça que os dados foram obtidos quando o escoamento se encontrava totalmente desenvolvido. Verifica-se, também, que a presença das estruturas verticais na margem do leito principal pouco influencia os perfis de velocidade. Estes apresentam uma forma semelhante à lei logarítmica, tanto os perfis verticais referentes aos resultados numéricos como aos experimentais, o que demonstra que os modelos numéricos são capazes de reproduzir o desenvolvimento da camada limite, nos perfis verticais junto ao leito a velocidade do escoamento é reduzida e cresce rapidamente até à velocidade do escoamento na corrente principal.

Nos dados experimentais observa-se a redução da velocidade junto à superfície livre, devido ao atrito existente na interface água-ar, esse fenómeno é conhecido por *velocity-dip* e os modelos numéricos utilizados não são capazes de o reproduzir (Jing *et al.*, 2009).

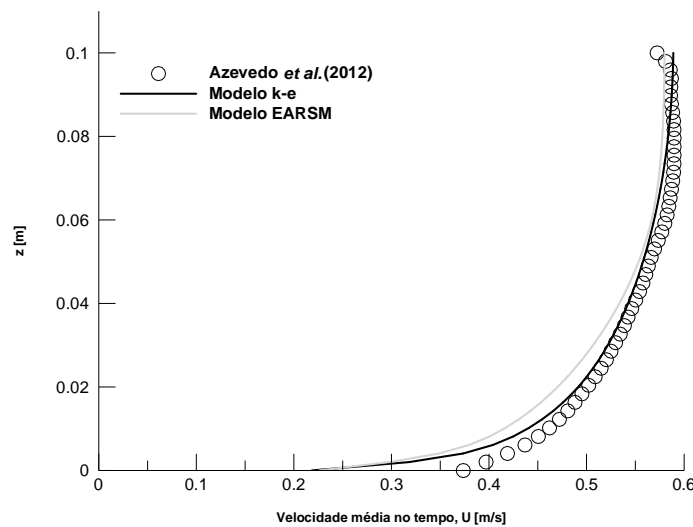


Figura 6.21 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

6.4. Análise dos Perfis Verticais de Velocidade

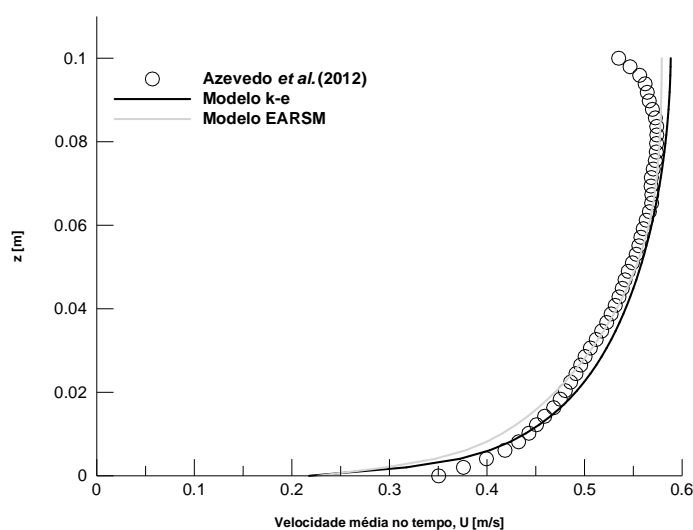


Figura 6.22 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

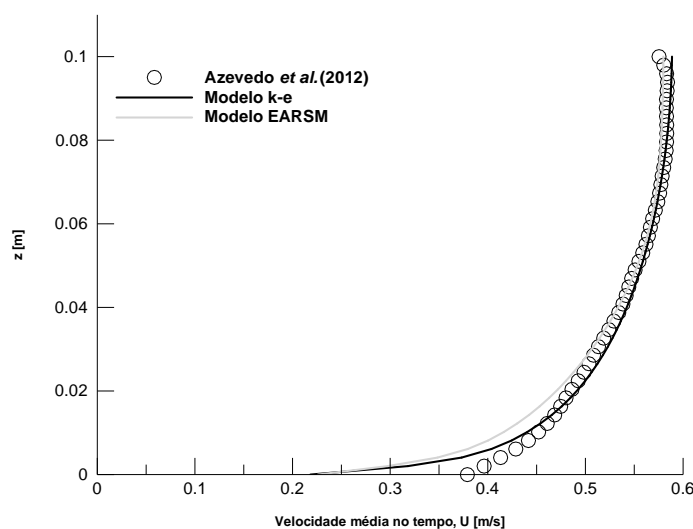


Figura 6.23 – Perfis verticais de velocidade no leito principal ($y = 0,10$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.4.2. Interface Inferior

As Figuras 6.24 a 6.26 representam os perfis verticais de velocidade para a posição vertical que se localiza na interface inferior do canal para as três secções transversais.

Ao analisar as três figuras, pode-se verificar uma concordância entre os resultados numéricos e os experimentais nas três secções transversais. Observa-se que para a secção após o cilindro e para a secção entre cilindros os perfis verticais assemelham-se, no entanto, para a secção antes do cilindro os resultados numéricos sobrestimam os resultados experimentais. Verifica-se, também, que os perfis referentes aos resultados experimentais tomam uma posição mais vertical, não assumindo a

forma da lei logarítmica como acontece para os resultados numéricos. Isto sugere que a presença das estruturas verticais na margem do leito principal influência o desenvolvimento da camada limite.

Ao realizar uma comparação entre os dois modelos numéricos, constata-se que para esta posição vertical o modelo $k - \varepsilon$ subestima os valores das velocidades longitudinais em relação ao modelo EARSM, ao contrário do referido no ponto anterior. Isto significa que na região da interface inferior, onde a anisotropia da turbulência seria expectável devido a existência de células de escoamento secundário, o desempenho do modelo anisotrópico é ligeiramente superior ao do modelo isotrópico $k - \varepsilon$.

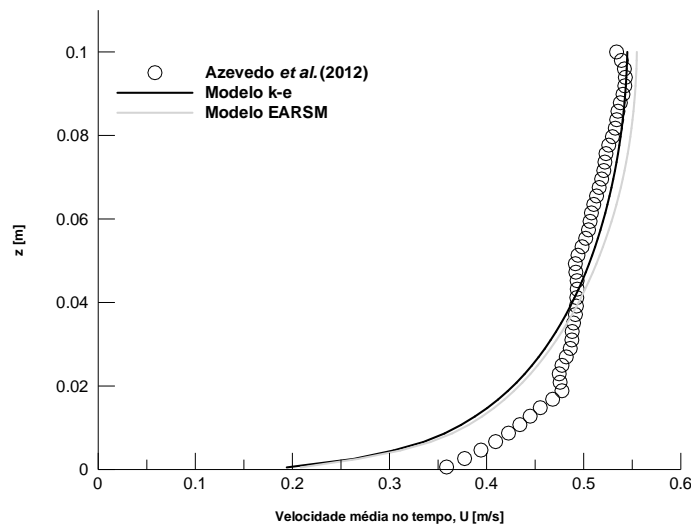


Figura 6.24 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

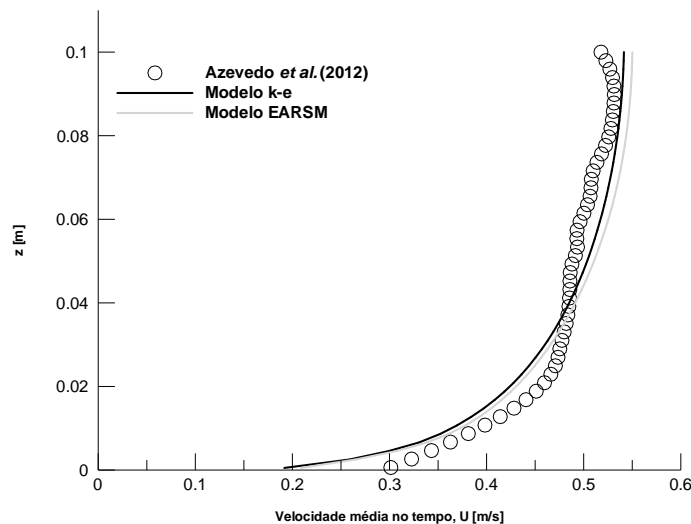


Figura 6.25 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

6.4. Análise dos Perfis Verticais de Velocidade

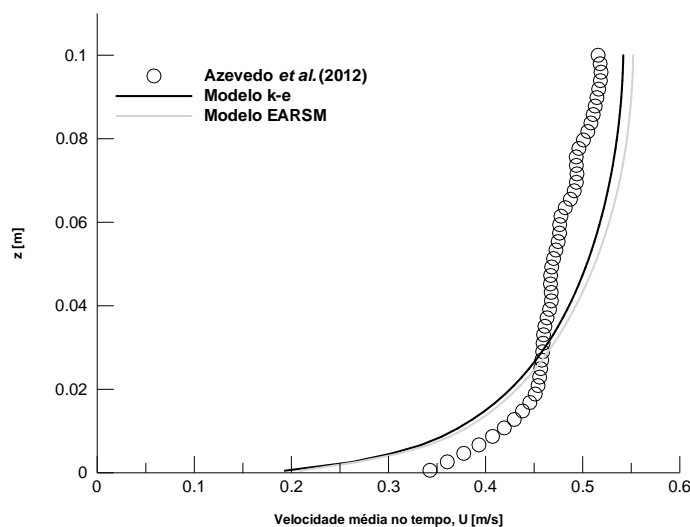


Figura 6.26 – Perfis verticais de velocidade na interface inferior ($y = 0,205$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.4.3. Interface Superior

As Figuras 6.27 a 6.29 representam os perfis verticais de velocidade na posição vertical localizada na interface superior do canal para as três secções transversais.

Ao analisar os perfis verticais numéricos para as três secções verifica-se que a secção após o cilindro (Figura 6.27) é a que apresenta valores de velocidade mais baixos, tais resultados estão de acordo com os resultados analisados na secção 6.3, onde se observou uma diminuição local da componente longitudinal da velocidade a jusante dos cilindros. Em relação à forma dos perfis verticais, a secção após o cilindro (Figura 6.27) é a que apresenta maiores discrepâncias entre os resultados numéricos e experimentais.

Como referido na subsecção 6.3.2., nos resultados experimentais a esteira formada pela presença das estruturas verticais no escoamento encontra-se deslocada para o lado direito, esse facto faz com que a forma do perfil vertical apresentado seja bastante diferente da forma dos perfis verticais referentes aos dados numéricos. Relativamente aos perfis verticais obtidos a partir dos modelos numéricos, constata-se que estes resultados evidenciam uma forte influência da presença das estruturas verticais no interior do escoamento. Observa-se um aumento de velocidades junto ao leito, mantendo-se depois uma velocidade constante até à superfície livre.

No perfil vertical referente ao modelo $k - \varepsilon$, posteriormente ao aumento de velocidade junto ao leito verifica-se uma redução da velocidade. Para o caso do modelo EARSM, tal fenómeno, é muito pouco saliente. O aumento de velocidade junto ao leito que se observa, principalmente, no perfil de velocidade referente ao modelo $k - \varepsilon$ vai de acordo com o referido na secção 2.2. Visto que na zona junto ao leito, na aproximação dos cilindros, o campo de pressões apresenta um gradiente de pressão adverso, formando-se uma região de baixas pressões junto ao leito, provocando o aumento da velocidade do escoamento.

Na secção entre cilindros, Figura 6.28, e na secção antes do cilindro, Figura 6.29, os três perfis verticais adotam uma forma bastante semelhante, praticamente vertical, a velocidade do escoamento tem um rápido crescimento junto do leito mantendo, depois uma velocidade constante na corrente principal. Estes resultados, sugerem que a presença de estruturas verticais influencia o escoamento nestas duas secções transversais. Pode-se ainda observar, para esta posição vertical na secção transversal do canal, que os modelos numéricos subestimam os resultados obtidos no estudo experimental, sendo o desempenho do modelo EARSM ligeiramente melhor do que o do modelo $k - \varepsilon$.

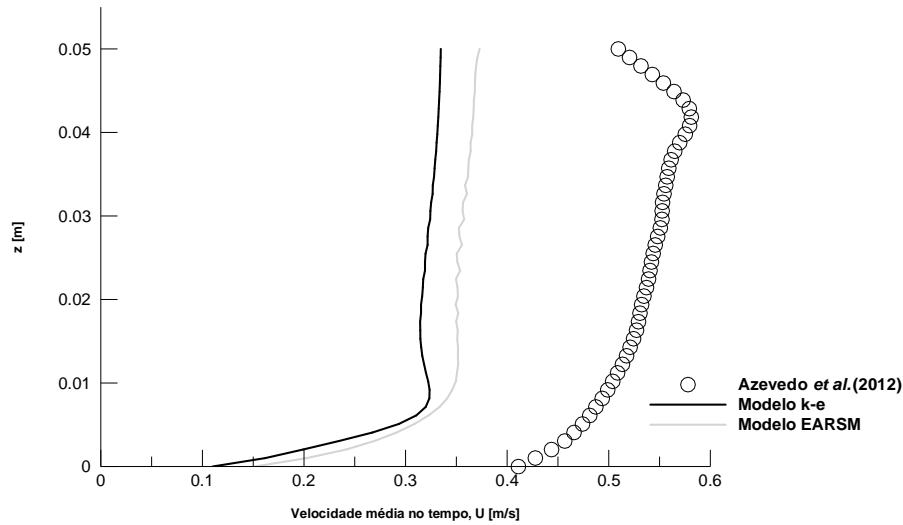


Figura 6.27 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255 \text{ m}$) – Secção após o cilindro ($x = 0,52 \text{ m}$)

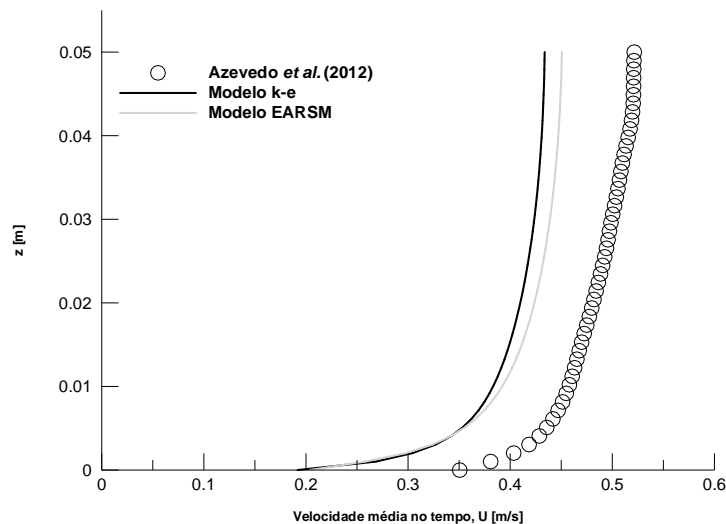


Figura 6.28 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255 \text{ m}$) – Secção entre cilindros ($x = 1,00 \text{ m}$)

6.4. Análise dos Perfis Verticais de Velocidade

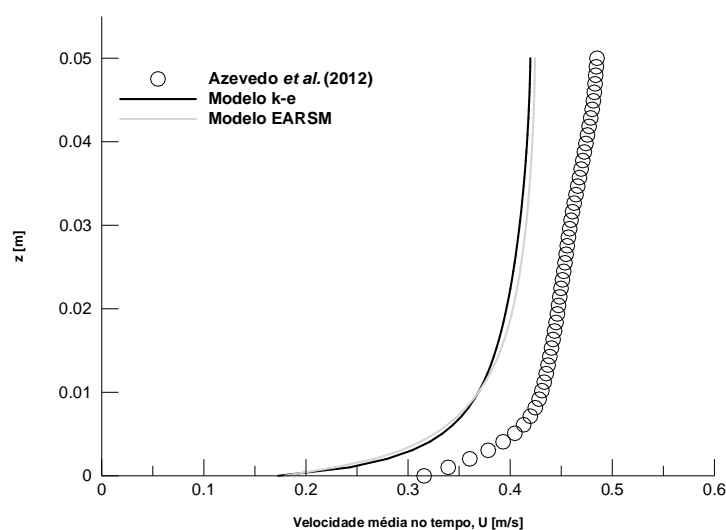


Figura 6.29 – Perfis verticais de velocidade na interface superior ($y = 0,255$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.4.4. Leito de Cheia

As Figuras 6.30 a 6.32 representam os perfis verticais de velocidade para a posição vertical que se localiza no leito de cheia do canal para as três secções transversais.

Os perfis verticais analisados para esta posição vertical no canal apresentam uma forma semelhante à lei logarítmica, demonstrando que nesta zona o desenvolvimento do escoamento já se encontra pouco influenciado pelas estruturas verticais.

Os resultados obtidos pelos dois modelos numéricos são bastante semelhantes, mas no entanto, os modelos numéricos continuam a subestimar a velocidade de escoamento do estudo experimental. Na secção antes do cilindro, Figura 6.32, pode-se observar que os perfis verticais respeitantes ao estudo numérico apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais.

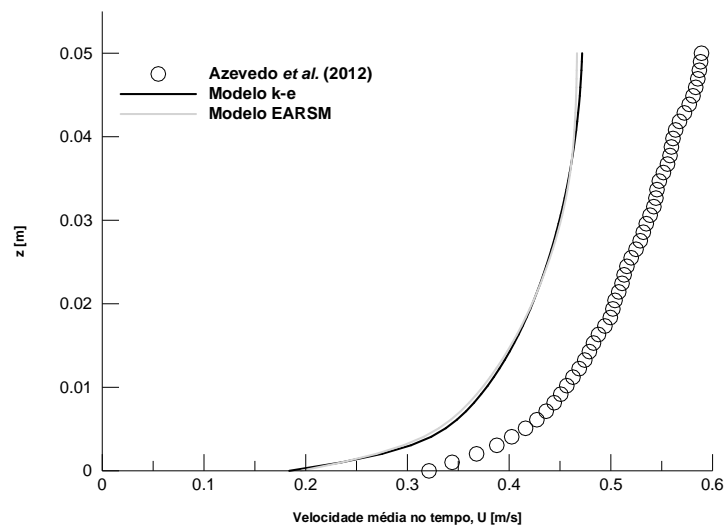


Figura 6.30 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

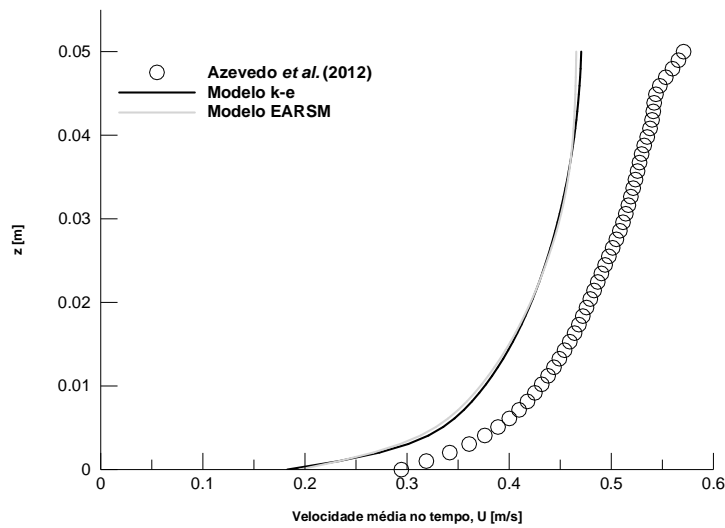


Figura 6.31 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

6.5. Análise da Distribuição Transversal da Velocidade Média em Profundidade

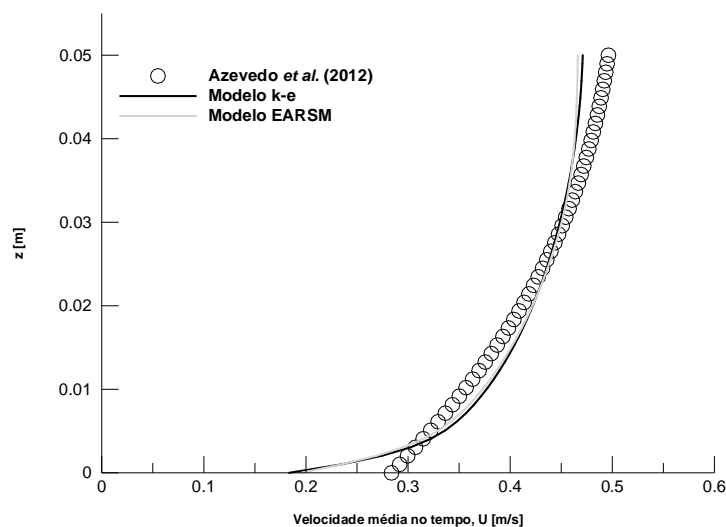


Figura 6.32 – Perfis verticais de velocidade no leito de cheia ($y = 0,38$ m) – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

De uma forma geral, da análise efetuada para as quatro posições verticais dos perfis de velocidade observa-se que os modelos numéricos apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais, exceto na vertical localizada na interface superior, na secção a jusante do cilindro (Figura 6.27).

Observa-se que os resultados numéricos são bastante próximos dos resultados experimentais no leito principal e na interface inferior. Enquanto que na interface superior e no leito de cheia os resultados numéricos subestimam os resultados experimentais. Esta discrepância entre os valores apresentados nos resultados numéricos e experimentais sugere a existência de erros de medição do caudal experimental que serviu de condição de *inlet* das simulações numéricas.

Constata-se também, que a velocidade do escoamento diminui junto da interface entre os dois leitos (interface inferior e superior), tanto nos resultados numéricos como experimentais. Nesta zona do canal os perfis verticais de velocidade apresentam uma forma praticamente vertical abandonando a forma semelhante à lei logarítmica que se verifica no leito principal e no leito de cheia. Realçando-se, assim, que o escoamento na zona de transição entre leitos é bastante influenciado pela presença das estruturas verticais.

6.5. Análise da Distribuição Transversal da Velocidade Média em Profundidade

Neste ponto apresentam-se e analisam-se os resultados referentes à distribuição transversal da velocidade média em profundidade. As Figuras 6.33 a 6.35 representam a distribuição transversal da velocidade média em profundidade para as três secções transversais em estudo.

Da análise das três secções transversais e com base na literatura (Sun & Shiono, 2009; Sanjou & Nezu, 2011), observa-se que a presença das estruturas verticais nas margens do leito principal tem um impacto significativo na distribuição transversal da velocidade média em profundidade, e essa influência é mais notória na secção transversal localizada imediatamente a jusante do cilindro.

Na Figura 6.33, relativa à secção após o cilindro, é a secção que mostra maior concordância entre os resultados numéricos e experimentais. Da distribuição transversal da velocidade média em profundidade para as três secções transversais, volta-se a observar que as velocidades obtidas pelos modelos numéricos na zona do leito principal são próximas das verificadas experimentalmente, enquanto que na zona do leito de cheia verifica-se que os modelo numéricos subestimam as velocidades experimentais.

No entanto, a maior discrepância entre os resultados numéricos e experimentais é visível na zona de transição entre os dois leitos, principalmente na secção entre cilindros, Figura 6.34, e na secção antes do cilindro, Figura 6.35. Nestas figuras pode-se observar um aumento da velocidade média em profundidade para os resultados experimentais (aproximadamente na coordenada $y = 0,25$ m) enquanto que nos resultados numéricos, nesta mesma zona, verifica-se uma diminuição da velocidade média em profundidade. Esta diferença nos resultados só pode residir na existência no escoamento experimental de uma estrutura turbulenta complexa entre os cilindros que não corresponde à estrutura típica de uma esteira.

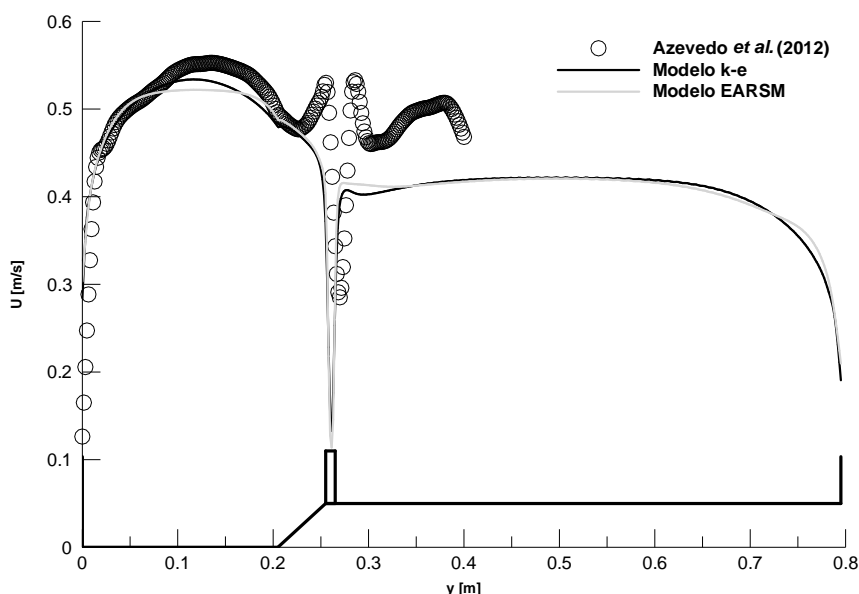


Figura 6.33 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

6.5. Análise da Distribuição Transversal da Velocidade Média em Profundidade

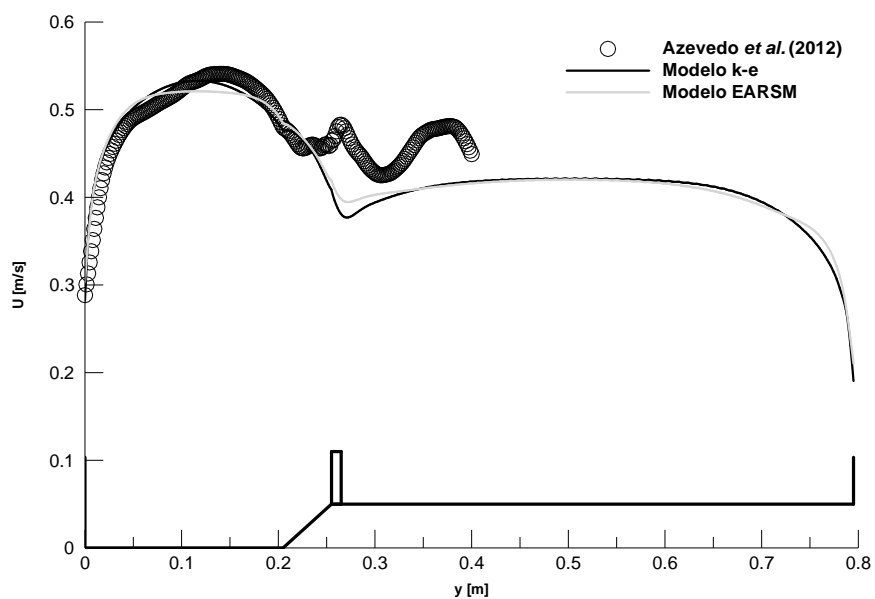


Figura 6.34 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

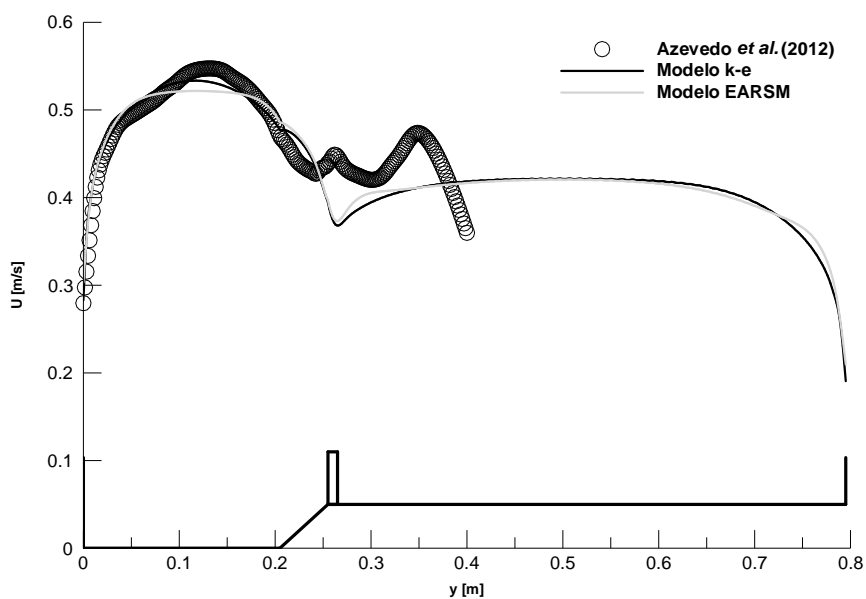


Figura 6.35 – Distribuição transversal da velocidade média em profundidade – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.6. Distribuição Horizontal das Tensões de Reynolds

Nas Figuras 6.36 a 6.38 apresentam-se a distribuição horizontal das tensões de Reynolds, τ_{xy} , para as três secções transversais em estudo. Os resultados referem-se apenas ao modelo EARSM.

De um modo geral, pode-se afirmar que independentemente da secção transversal analisada, os valores das tensões são semelhantes, sofrendo alterações de intensidade na zona de transição entre os leitos.

Na zona de transição, aparecem tensões negativas no lado do leito principal e tensões positivas do lado do leito de cheia. Isto significa que os vórtices que se formam junto ao cilindro se desenvolvem para jusante, correspondendo a duas camadas de mistura: uma entre o escoamento mais rápido no leito principal e o escoamento mais lento na região da esteira e outra entre este último escoamento e o escoamento mais rápido no leito de cheias. O facto de ocorrerem tensões positivas e negativas nesta zona, implica ainda que as tensões de Reynolds tornam-se nulas entre as duas camadas de mistura, fazendo com que a transferência de quantidade de movimento entre os leitos seja suprimida pela presença das estruturas verticais. Os resultados obtidos pelo modelo numérico EARSM vão de encontro aos resultados do estudo experimental realizado por Sanjou & Nezu (2011) e apresentados na secção 2.4.

Observa-se, também, que as tensões de Reynolds que ocorrem na proximidade da parede do leito principal são positivas e da parede do leito de cheia são negativas, sendo nulas no centro de cada leito.

Das três secções transversais analisadas, verifica-se que para as secções que se encontram mais próximas das estruturas verticais, secção após o cilindro (Figura 6.36) e secção antes do cilindro (Figura 6.38), apresentam valores de tensões mais elevados na zona de transição. Estas duas secções transversais localizam-se na proximidade das estruturas verticais, que correspondem aos locais onde os vórtices são gerados.

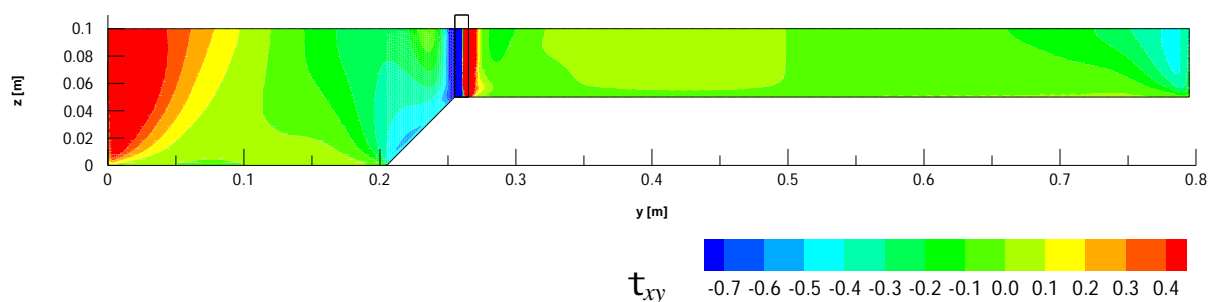


Figura 6.36 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

6.7. Correntes Secundárias

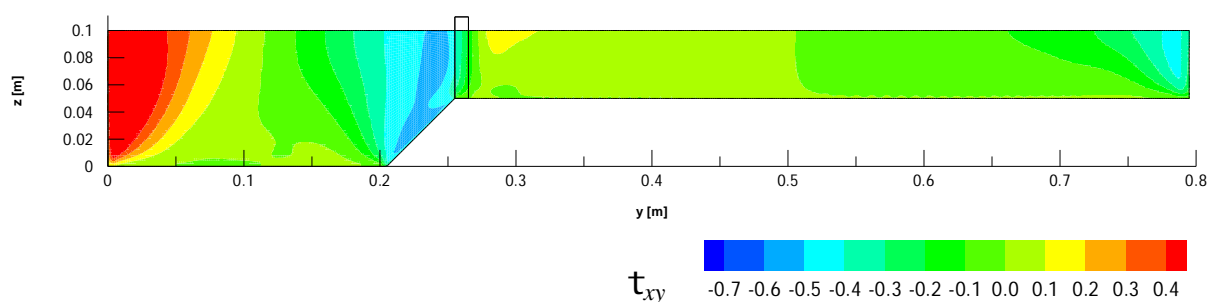


Figura 6.37 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

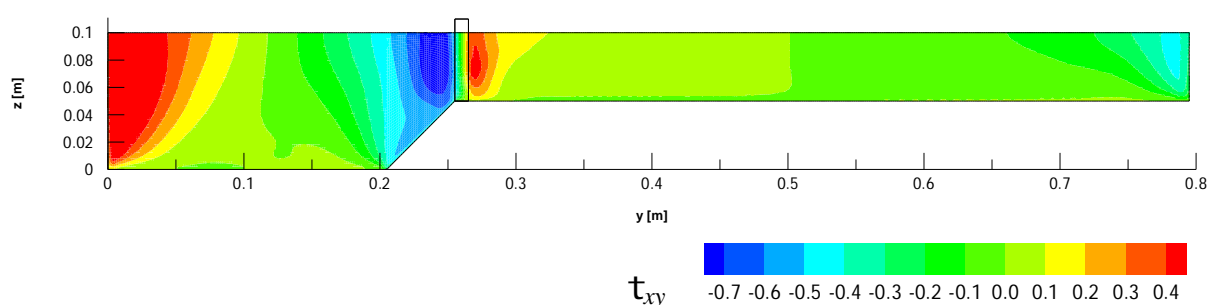


Figura 6.38 – Distribuição horizontal das Tensões de Reynolds, τ_{xy} [Pa] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

6.7. Correntes Secundárias

Nas Figuras 6.39 a 6.41 são apresentadas as correntes secundárias para as três seções transversais analisadas, para o modelo EARSM. A visualização das correntes secundárias permite identificar os movimentos transversais do fluido, ou seja, como são processadas as transferências de quantidade de movimento entre os dois leitos.

Da análise das três figuras, destaca-se a presença de seis células de escoamento secundário principais.

No leito principal identificam-se três células de escoamento secundário, visualiza-se uma célula de maior dimensão junto da zona de transição com sentido horário e duas células de menores dimensões junto da parede do leito principal, uma com sentido anti-horário junto ao leito e outra de sentido horário perto da superfície, verifica-se que o sentido das células de escoamento estão de acordo com a deformação das isolinhas observadas na distribuição da velocidade longitudinal e também semelhante ao que acontece em escoamentos bidimensionais em canais retangulares (Kang & Choi, 2006). No leito de cheia encontram-se três células de escoamento secundário, uma célula de pequena dimensão junto da parede do leito de cheia com sentido anti-horário e duas células que se estendem pelo leito de cheia com sentidos opostos, a célula que se localiza perto da parede possui sentido horário enquanto a célula que se localiza perto da interface têm sentido anti-horário.

As correntes secundárias que se destacam no leito principal e no leito de cheia possuem sensivelmente a mesma intensidade nas três secções transversais. No entanto, na zona de transição a configuração das correntes secundárias diferem entre si, consoante a secção transversal.

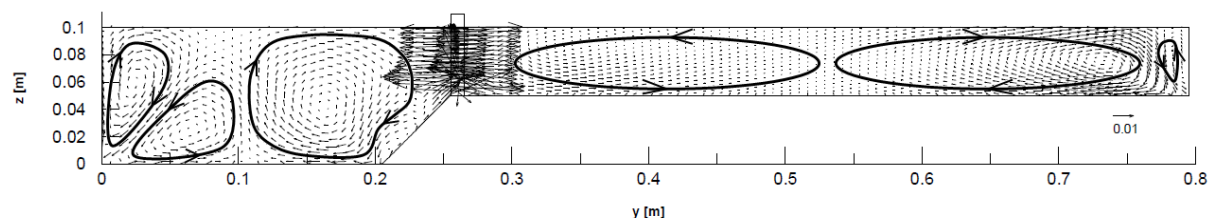


Figura 6.39 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

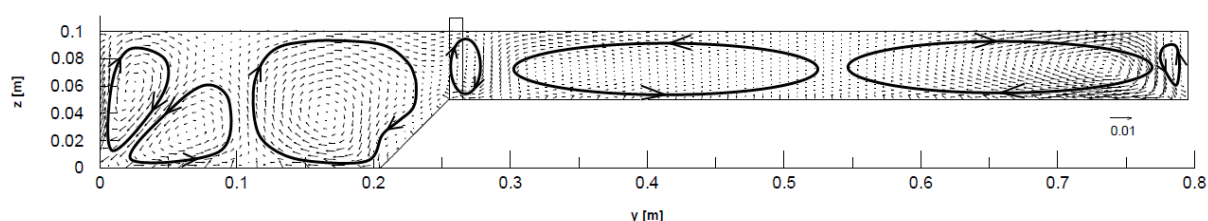


Figura 6.40 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

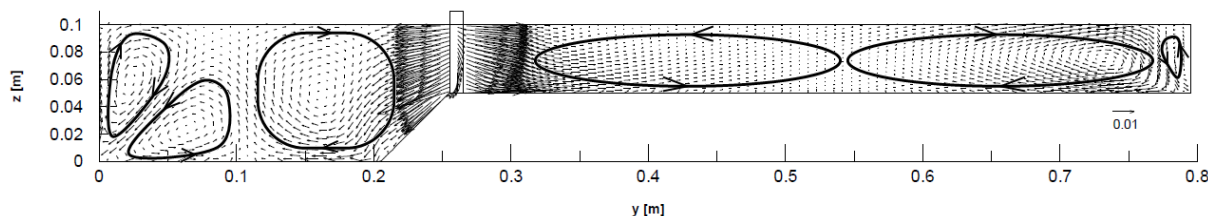


Figura 6.41 – Correntes secundárias, [m/s] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

Na secção após o cilindro não se identifica a formação de nenhuma célula de escoamento secundário na zona de transição entre os dois leitos, os vetores de velocidade convergem em direcção ao cilindro. A Figura 6.42, mostra com maior detalhe as correntes secundárias na proximidade do cilindro.

Na secção entre cilindros, é possível identificar uma célula de escoamento secundário, esta localiza-se junto da posição do cilindro com sentido horário. Na Figura 6.43, pode-se visualizar com mais pormenor esta célula de escoamento secundário.

Na secção antes do cilindro, volta-se a não identificar a formação de células de escoamento secundário, nesta secção os vetores de velocidade divergem, verificando-se a separação do escoamento. Na Figura 6.44, representa-se com mais detalhe os vetores de velocidade junto do cilindro.

6.7. Correntes Secundárias

O modelo anisotrópico EARSM apresenta um conjunto de células escoamento secundário que justificam a sua utilização face a modelos isotrópicos, pois estas células, apesar de terem fraca intensidade, influenciam significativamente a distribuição da velocidade longitudinal e também a distribuição das tensões de arrastamento (Nezu & Nakagawa, 1993), aspeto que não foi analisado no presente trabalho.

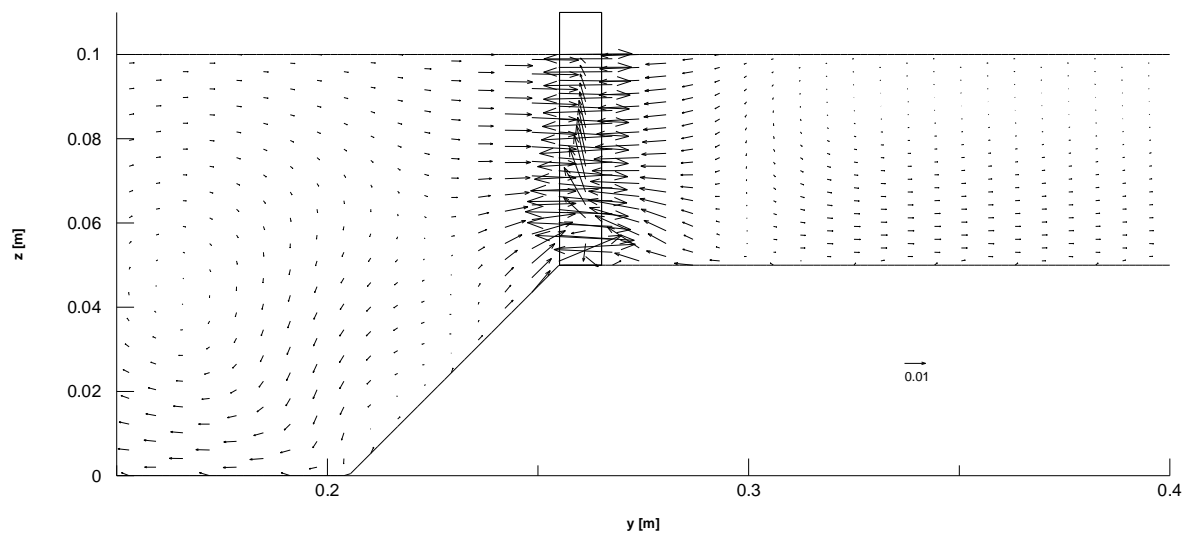


Figura 6.42 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção após o cilindro ($x = 0,52$ m)

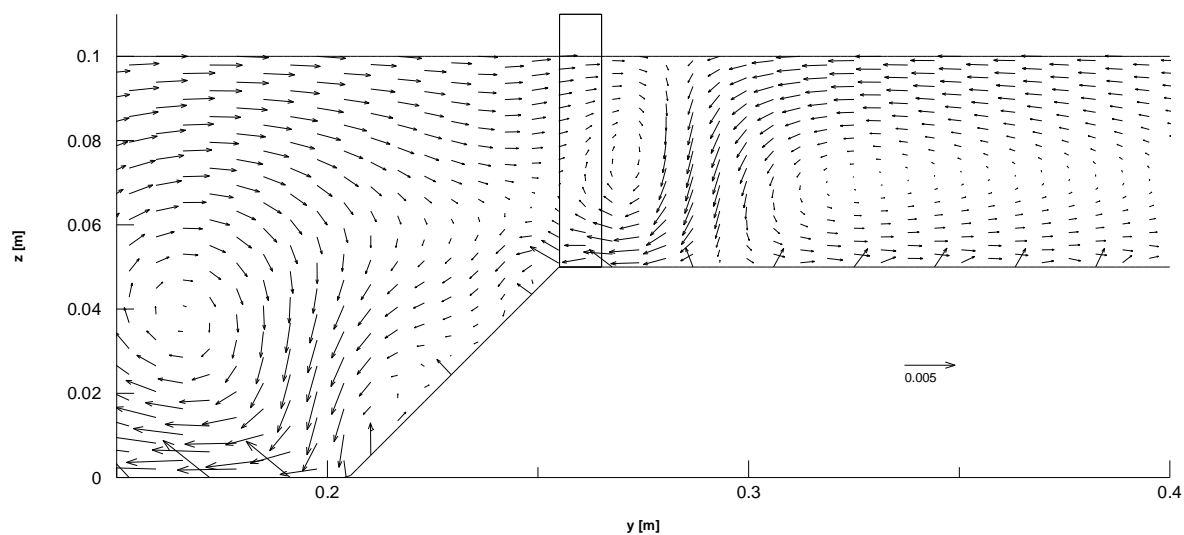


Figura 6.43 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção entre cilindros ($x = 1,00$ m)

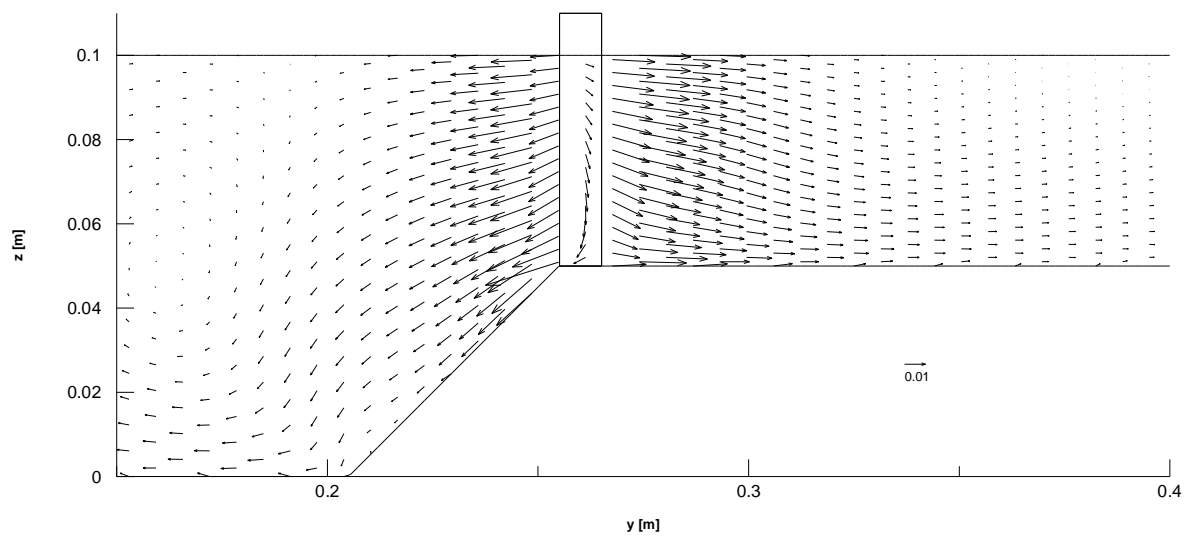


Figura 6.44 – Correntes secundárias na proximidade do cilindro, [m/s] – Secção antes do cilindro ($x = 1,48$ m)

Capítulo 7

Conclusão e Desenvolvimentos Futuros

7.1. Conclusão

O presente estudo teve como objetivo a simulação numérica de um escoamento num canal de secção composta com a presença de estruturas verticais nas margens do leito principal, de forma a analisar a influência que estes elementos introduzem nos escoamentos em canais de secção composta

Para este estudo foi simulado numericamente um escoamento num canal de secção composta com uma altura relativa de 0,5, as estruturas verticais encontram-se afastadas entre si 1,00 m com um diâmetro de 0,01 m, correspondendo a uma relação de 100 entre o espaçamento e o diâmetro dos cilindros. As simulações numéricas foram realizadas com recurso à técnica numérica RANS e foram utilizados como modelos de fecho de turbulência o modelo $k - \varepsilon$ e o modelo EARSIM. Os resultados numéricos obtidos dos dois modelos de turbulência foram, posteriormente, analisados e comparados com os resultados experimentais.

Obteve-se os dados relativos à distribuição da velocidade na direção longitudinal e transversal num plano horizontal e à distribuição da velocidade na direção longitudinal para três secções transversais, para a secção após o cilindro, para a secção entre cilindros e para a secção antes do cilindro. Além disso, analisou-se, os perfis verticais de velocidade em quatro posições verticais distintas ao longo da secção transversal (leito principal, interface inferior, interface superior e leito de cheia), os perfis de velocidade média em profundidade nas três secções transversais, a distribuição das tensões de Reynolds e as correntes secundárias.

Da análise da distribuição da velocidade na direção longitudinal, tanto no plano horizontal como nas secções transversais, verificou-se de um modo geral que a velocidade do escoamento no leito principal é superior à velocidade de escoamento no leito de cheia e que o escoamento na zona de transição é fortemente influenciado pela presença das estruturas verticais. Dos resultados obtidos, observou-se que a presença das estruturas verticais provoca alterações significativas na componente longitudinal da velocidade, esta diminui localmente jusante dos cilindros e perto da junção entre os dois leitos, dando origem ao desenvolvimento da esteira.

Através da comparação dos resultados numéricos e experimentais referentes à distribuição da velocidade na direção longitudinal nas três secções transversais, pode-se verificar que o modelo

EARSM adapta-se melhor aos resultados experimentais, visto que se trata de um modelo anisotrópico capaz de reproduzir as células de escoamento secundário, que apesar de terem fraca intensidade, influenciam a distribuição da velocidade longitudinal.

Da análise dos perfis de velocidade constatou-se, de uma forma geral, observou-se que no leito principal e na interface inferior os resultados numéricos são bastante próximos dos experimentais, enquanto que na interface superior e no leito de cheia os resultados experimentais são subestimados pelos resultados numéricos, indicando a existência de um problema de erros de medição do caudal experimental. Concluiu-se ainda, que os perfis verticais localizados na interface inferior e superior são os mais afetados pela presença das estruturas verticais no interior do escoamento. Estes deixam de apresentar um perfil de velocidade com a forma da lei logarítmica e passam a tomar uma posição mais vertical. Verificou-se nos perfis de velocidade numéricos, principalmente no modelo $k - \varepsilon$, na interface superior da secção após o cilindro (Figura 6.27) um aumento da velocidade junto ao fundo do leito. O aumento da velocidade deve-se ao gradiente de pressões adverso existente nessa região, que conduz a uma zona de baixas pressões junto ao leito e, conseqüentemente, ao aumento da velocidade do escoamento.

A comparação dos perfis da velocidade média em profundidade numéricos e experimentais permite retirar a mesma conclusão que nos perfis verticais de velocidade, ou seja, que na zona do leito principal os resultados numéricos são bastante próximos dos experimentais, enquanto que na zona dos leito de cheia os resultados numéricos subestimam os resultados experimentais. Das três secções transversais analisadas para os perfis de velocidade média em profundidade, a secção após o cilindro é a que apresenta maior concordância entre os resultados numéricos e os experimentais, em ambos os resultados verifica-se uma redução da velocidade média em profundidade na zona de transição. Nas outras duas secções analisadas, observa-se uma discrepância entre os resultados numéricos e experimentais, o aumento da velocidade média em profundidade para os resultados experimentais sugere a existência no escoamento experimental de uma estrutura turbulenta complexa entre os cilindros que não corresponde à estrutura típica da esteira.

Relativamente, à distribuição das tensões de Reynolds, observa-se uma zona de tensões negativas à esquerda (do lado do leito principal) e uma zona de tensões positivas (do lado do leito de cheia), o que gera tensões de Reynolds nulas junto do cilindro, fazendo com que a transferência de quantidade de movimento entre os dois leitos seja suprimida pelas estruturas verticais.

A análise das correntes secundárias permitiu observar os movimentos transversais do fluido, identificando a presença de seis células de escoamento secundário principais (três localizam-se no leito principal e as outras três no leito de cheia). Na zona de transição entre leitos a configuração das correntes secundárias diferem entre si, consoante a secção transversal analisada. Concluindo-se, assim, que o conjunto de células de escoamento secundário apresentadas pelo modelo anisotrópico EARSM justifica a sua utilização face aos modelos isotrópicos.

7.2. Desenvolvimentos Futuros

Devido à necessidade de aumentar e de aprofundar os conhecimentos existentes sobre os processos hidrodinâmicos dos escoamentos em canais com secção composta, torna-se importante a continuação do trabalho de investigação nesta área sugerindo-se, assim, como seguintes desenvolvimentos futuros:

- Seria interessante continuar as simulações numéricas para a altura relativa de água de 0,50 alterando o espaçamento entre as estruturas verticais e comparar os resultados obtidos com o estudo experimental, de forma a ser possível analisar a influência que introduz no escoamento o aumento ou a diminuição da densidade de estruturas verticais na margem do leito principal.
- A realização do mesmo estudo para outros valores de altura relativa de água, assim como, alterar a dimensão do diâmetro ou até mesmo modificar a geometria das estruturas verticais, incorporando o efeito da folhagem (vegetação deformável).
- A simulação deste tipo de escoamentos através de um modelo bifásico onde a modelação da superfície livre fosse realizada através do método VoF e procedendo-se à comparação desses resultados com os resultados os obtidos no presente trabalho de modo a compreender qual é a melhor abordagem para a modelação da superfície livre.

Bibliografia

ANSYS-CFX (2010). *ANSYS CFX - User's Guide*. U.S.A.: ANSYS CFX Release 13.0.

Antunes, F. (2011). *Simulação tridimensional de escoamentos fluviais em regime não uniforme*. Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Civil - Perfil de Construção. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa.

Atmore, A., Avery, P. W. & Blakemore, H. (1975). *História do Homem - Nos últimos dois milhões de anos*. Selecções do Reader's Digest. Lisboa.

Azevedo, R., Leal, J. & Rojas-Solórzano, L. (2012). Influence of vegetation on compound-channel turbulent fields. *River Flow 2012*. San José, Costa Rica. pp. 209-216.

Boussinesq, J. (1877). Essai sur la theorie des eaux courantes (Essay on the theory of water flow). *Memoires Academie de Science (Paris)*, pp. 601-680. (Não consultado).

Cater, J. E. & Williams, J. J. R. (2008). Large eddy simulation of a long asymmetric compound open channel. *Journal of Hydraulic Research*. pp. 445-453.

Choi, S.-U. & Kang, H. (2004). Reynolds stress modeling of vegetated open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*. pp. 3-11.

Cokljat, D. & Younis, B. (1995). Second order closure study of open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*. pp. 94-107.

Directiva 2007/60/CE do Parlamento Europeu e do Concelho – Jornal Oficial da União Europeia, Outubro de 2007.

Fael, C. M. (2007). *Erosões localizadas junto de encontros de pontes e respectivas medidas de protecção*. Dissertação apresentada para obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Civil. Universidade da Beira Interior.

Ferreira, E. A. C., Dimakopoulos, A. S. & Ferreira, R. M. L. (2011). CFD modeling of rough-bed open-channel flows. *Congresso de Métodos Numéricos em Engenharia*. Coimbra.

Filonovich, M., Azevedo, R., Rojas-Solorzano, L. R. & Leal, J. B. (2010). Simulation of the velocity field in compound channel flow using different closure models. *First European Congress of the IAHR*. Ediburgo, Reino Unido.

- Fischer-Antze, T., Stoesser, T., Bates, P. & Olsen, N. R. B. (2001). 3D numerical modelling of open-channel flow with submerged vegetation. *Journal of Hydraulic Research*. pp. 303-310.
- Graf, W. H. & Istiarto, I. (2002). Flow pattern in the scour hole around a cylinder. *Journal of hydraulic research*. pp. 13-20.
- Harlow, F. H. & Nakayama, P. I. (1967). Turbulence transport equations. *Physics of fluids*. pp. 2323-2332.
- Hellsten, A. (2004). New advanced $k - \omega$ turbulence model for high-lift aerodynamics. *AIAA paper*. Reno, Nevada. (Não consultado).
- Huai, W., Gao, M., Zeng, Y. & Li, D. (2009). Two-dimensional analytical solution for compound channel flows with vegetated floodplains. *Applied Mathematics and Mechanics (English Edition)*. pp. 1121-1130.
- Jing, H., Guo, Y., Li, C. & Zhang, J. (2009). Three-dimensional numerical simulation of compound meandering open channel flow by the Reynolds Stress Model. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. pp. 927-943.
- Kang, H. & Choi, S.-U. (2005). 3D numerical simulation of compound open-channel flow with vegetated floodplains by Reynolds Stress Model. *KSCE Journal of Civil Engineering*. pp. 7-11.
- Kang, H. & Choi, S.-U. (2006). Reynolds stress modelling of rectangular open-channel flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. pp. 1319-1334.
- Kim, S. J. & Stoesser, T. (2009). Drag forces on a staggered array of emergent cylinders in turbulent flow. *33rd IAHR Congress: Water Engineering for a Sustainable Environment*. International Association of Hydraulic Engineering & Research (IAHR), Vancouver, Colúmbia Britânica.
- Knight, D. W., Omran, M. & Tang, X. (2007). Modeling depth-averaged velocity and boundary shear in trapezoidal channels with secondary flows. *Journal of hydraulic engineering*. pp. 39-47.
- Landcare Notes. (1998). Watercourse re-vegetation using indigenous plants. (Não consultado).
- Lesieur, M. & Métais, O. (1996). New trends in Large-Eddy Simulations of turbulence. *Annual Reviews*. pp. 45-82.
- Liu, J., Shang, H. M. & Chen, Y. S. (2000). Development of an unstructured radiation model applicable for two-dimensional planar, axisymmetric, and three-dimensional geometries. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. pp. 17-33.
- Majumdar, S. (1988). Role of underrelaxation in momentum interpolation for calculation of flow with nonstaggered grids. *Numerical Heat Transfer*. pp. 125-132. (Não consultado).
- Masjedi, A., Bejestan, M. S. & Kazemi, H. (2010). Effects of bridge pier position in a 180 degree flume bend on scour hole depth. *Journal of Applied Sciences*.

Bibliografia

Massey, B. S. (2002). *Mecânica dos fluidos*. Fundação Calouste Gulbenkian. Lisboa.

Menter, F. R., Garbaruk, A. V. & Egorov, Y. (2009). Explicit Algebraic Reynolds Stress Models for anisotropic wall-bounded flows. *EUCASS - 3rd European Conference for Aero-Space Sciences*. Versalhes.

Menter, F. R., Kuntz, M. & Langtry, R. (2003). Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Fouth Internacional Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*. Antália, Turquia.

Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*. pp. 269-289. (Não consultado).

Métais, O., (2001). *Large-eddy Simulations of turbulence*. France: Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels.

Myers, W. R. C., Lyness, J. F. & Cassells, J. (2001). Influence of boundary roughness on velocity and discharge in compound river channels. *Journal of hydraulic research*. pp. 311-319.

Neary, V. S. (2003). Numerical solution of fully developed flow with vegetative resistance. *Journal of Engineering Mechanics*. pp. 558-563.

Nezu, I. (1994). Compound open-channel turbulence and its role in river environment. *9th congress of the Asian and Pacific Division of IAHR*. Singapura.

Nezu, I. (2005). Open-channel flow turbulence and its research prospect in the 21st century. *Journal of Hydraulic Engineering*. pp. 229-246.

Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in open-channel flows*. Balkema. Roterdão, Holanda.

Nezu, I. & Onitsuka, K. (2001). Turbulent structures in partly vegetated open-channel flows with LDA and PIV measurements. *Journal of Hydraulic Research*. pp. 629-642.

Parxotomo, D. M. (2011). *Estudo numérico de uma técnica de redução de esforços numa estrutura cilíndrica circular*. Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa.

Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation. U.S.A.

Piomelli, U. (1999). Large-Eddy Simulation: achievements and challenges. *Progress in Aerospace Sciences*. pp. 335-362.

Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Press Syndicate of the University of Cambridge. Reino Unido.

Pritchard, P. J. (2011). *Fox and McDonald's introduction to fluid mechanics*. 8th ed., John Wiley & Sons, INC.. Danvers.

Quintela, A. C. (2000). *Hidráulica*. 7ª ed., Fundação Calouste Gulbenkian. Lisboa.

Rhie, C. & Chow, W. (1982). A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*. pp. 1525-1532. (Não consultado).

Rodi, W. (1993). *Turbulence models and their application in hydraulics - A state of the art review*. Balkema. Roterdão, Holanda.

Sadeque, M. A. F., Rajaratnam, N. & Loewen, M. R. (2009). Effects of bed roughness on flow around bed-mounted cylinders in open channels. *Journal of Engineering Mechanics*. pp. 100-110.

Sanjou, M. & Nezu, I. (2011). Turbulence structure and concentration exchange property in compound open-channel flows with emergent trees on the floodplain edge. *International Journal of River Basin Management*. pp. 181-193.

Sellin, R. H. J. (1964). A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodplain. *La Houille Blanche*. pp. 793-802. (Não consultado).

Shih, T., Zhu, J. & Lumley, J. L. (1995). A new Reynolds stress algebraic equation model. *Computer methods in applied mechanics and engineering*. pp. 287-302.

Shiono, K., Ishigaki, T., Kawanaka, R. & Heatlie, F. (2009). Influence of one line vegetation on stage-discharge rating curves in compound channel. *33rd IAHR Congress: Water Engineering for a Sustainable Environment*, International Association of Hydraulic Engineering & Research (IAHR), Vancouver, British Columbia.

Shiono, K. & Knight, D. W. (1989). Transverse and vertical Reynolds shear stress measurements in a shear layer region os a compound channel. *Proc. 7th Int Symp On Turbulent Shear Flows*. Stanford, USA. pp. 617-646. (Não consultado).

Shiono, K. & Knight, D. W. (1991). Turbulent oen-channel flows with variable depth across the channel. *Journal of Fluid Mechanics*. pp. 617-646.

Silva, T. (2012). *Simulação tridimensional de escoamentos fluviais com leitos de cheia rugosos*. Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Civil - Perfil de Construção. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa.

Sumer, B. M. & Fredsøe, J. (2005). *The mechanics of scour in the marine environment. Advanced series on ocean engineering*. World Scientific. Londres.

Sun, X. (2007). *Flow characteristics in compound channels with and without vegetation*. Ph. D. Thesis. Department of Civil and Building Engineering, Loughborough University.

Sun, X. & Shiono, K. (2009). Flow resistance of one-line emergent vegetation along the floodplain edge of a compound open channel. *Advances in Water Resources*. pp. 430-438.

Bibliografia

Terrier, B. (2010). *Flow characteristics in straight compound channels with vegetation along the main channel*. Ph. D. Thesis. Department of Civil and Building Engineering, Loughborough University.

Tiago, D. (2011). *Simulação Tridimensional de Escoamentos Fluviais*. Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Civil - Perfil de Construção. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa.

Valente, J. C. T. (1982). *Escoamentos com superfície livre em regime uniforme. Campo de velocidades*. Dissertação para Doutoramento em Engenharia Civil - Hidráulica. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.

van Prooijen, B. C., Battjes, J. A. & Uijttewaal, W. S. J. (2005). Momentum exchange in straight uniform compound channel flow. *Journal of hydraulic engineering*. pp. 175-183.

Versteeg, H. K. & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method*. 2nd ed., Pearson Education Limited. Inglaterra.

Wallin, S. & Johansson, A. V. (2000). An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for incompressible and compressible turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*. pp. 89-132.

Whitehouse, R. (1998). *Scour at marine structures: a manual for practical applications*. 1st ed., Thomas Telford. Londres.

Wilcox, D. C. (1994). *Turbulence modeling for CFD*. 2nd ed., DCW Industries, Inc. California.

Wright, N. G. (2001). Conveyance implication for 2D and 3D modelling. *Report for HR Wallingford and Environment Agency*.